



Participation à l'expérience DELPHI auprès du collisionneur LEP du CERN

Fabienne Ledroit-Guillon

► To cite this version:

Fabienne Ledroit-Guillon. Participation à l'expérience DELPHI auprès du collisionneur LEP du CERN. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. tel-00001752

HAL Id: tel-00001752

<https://theses.hal.science/tel-00001752>

Submitted on 1 Oct 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Participation à l'expérience DELPHI auprès du collisionneur LEP du CERN

Mémoire présenté par

Fabienne Ledroit-Guillon

pour obtenir le

Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches
de l'université Joseph Fourier de Grenoble

23 septembre 2002

Composition du jury:

Johann Collot	rapporteur
Jean-François Grivaz	rapporteur
Stavros Katsanevas	rapporteur
Sylvie Rosier-Lees	
Gérard Sajot	président

Table des matières

1	Préambule	1
1.1	La physique au LEP	1
1.2	Étude des hadrons B	3
2	Recherche de particules supersymétriques dans DELPHI.	7
2.1	MSSM, R-parité et jauginos célibataires.	9
2.2	Recherche de jauginos célibataires à $\sqrt{s} = 183\text{-}208$ GeV.	17
2.2.1	DELPHI.	17
2.2.2	Lots de données.	17
2.2.3	Simulation du signal.	18
2.2.4	Processus donnant du bruit de fond.	19
2.2.5	Critères de sélection.	19
2.2.6	Résultats de l'analyse des données réelles.	21
2.2.7	Interprétation.	25
2.3	Conclusion.	29
3	Perspectives	33
3.1	Désintégrations des hadrons B	33
3.2	Supersymétrie au LHC	38
3.3	Conclusion	39
4	Annexe : VFT	41
4.1	Importance du <i>survey</i>	42
4.2	Données.	43
4.3	Outils d'analyse.	44
4.4	Illustration des résultats.	45

Chapitre 1

Préambule

Mon activité de recherche s'est effectuée au sein de la collaboration DELPHI depuis le démarrage du LEP. Maintenant que ce programme arrive à son terme, il m'a semblé opportun de présenter ce mémoire dans lequel, après ce chapitre de préambule résumant mes recherches dans les premières années du LEP (en physique des hadrons B), je décris plus en détails le thème que j'ai abordé le plus récemment : la recherche de particules supersymétriques dans le cadre du MSSM avec violation de la R-parité. Finalement, dans un troisième chapitre, j'évoque divers axes de recherche que j'envisage pour le futur. En annexe, j'expose aussi brièvement ma plus récente contribution technique à l'expérience DELPHI, dans le projet de détecteur au silicium VFT.

1.1 La physique au LEP

Le plus important projet du CERN, le laboratoire européen pour la physique des particules, réalisé à ce jour, le LEP (Large Electron Positron collider), est entré en opération en 1989 ; il est aujourd'hui définitivement arrêté, après plus de onze années de bon fonctionnement. Le programme prévu pour cette machine a été largement réalisé : de 1989 à 1995 (période LEP1), l'énergie des faisceaux a été d'environ 45 GeV ; elle a ensuite augmenté progressivement jusqu'à un maximum de presque 105 GeV (période LEP2), bien au delà de la limite initialement prévue. La luminosité instantanée \mathcal{L} nominale à LEP1 ($1 \text{ à } 2 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) a été atteinte dès 1993 et la luminosité maximale prévue à LEP2 ($5 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) a même été dépassée à 100 GeV d'énergie de faisceau (énergie maximale initialement prévue). En revanche, les luminosités intégrées n'ont pas atteint le niveau espéré en 1986 lors des premières études de physique et qui était d'environ 100 (pb)^{-1} par an à LEP1 et 500 (pb)^{-1} à LEP2 [1] (voir tableau 1.1 et figure 1.1).

Le principal objectif du LEP était l'étude intensive des bosons de jauge Z et W^\pm par les quatre expériences installées sur l'anneau (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, voir le

Année	\sqrt{s} (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ ((pb) $^{-1}$)
1989-1995	$\sim M_Z$	$\mathcal{O}(150)$
1995	130-136	6
1996	161-172	20
1997	183	55-60
1998	189	160-180
1999	192-196-200-202	220-240
2000	202→209	220

TAB. 1.1 – *Données collectées à LEP1 et LEP2 par chacune des quatre expériences. \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le centre de masse, soit deux fois l'énergie de faisceau.*

glossaire pour la signification des sigles). Avec une telle richesse de données, cet objectif a été largement atteint, et de nombreux autres domaines de physique ont pu être étudiés.

Pendant la période LEP1, la résonance du Z a été mesurée extrêmement précisément [2] : sa masse ($M_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV) et sa largeur ($\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV) ont été déterminées, ainsi que sa section efficace totale, dans les canaux hadroniques ($\sigma_Z^{had} = 41.541 \pm 0.037$ nb) et tous ses rapports d'embranchement dans les canaux hadroniques et leptoniques. C'est aussi cette phase qui a montré l'existence d'exactly trois familles de leptons. Par ailleurs, la désintégration du Z étant presque équiprobable entre les différents saveurs de quarks (et dans une moindre mesure de leptons), sa résonance est en fait une petite “usine” à hadrons B et D (et même à leptons τ) d'une part, mais aussi un laboratoire pour étudier les phénomènes d'hadronisation pour toutes les saveurs, et d'autres domaines encore de la Chromo Dynamique Quantique (QCD). Enfin, le fait que le LEP soit le collisionneur e^+e^- le plus puissant jusqu'à ce jour permettait la recherche d'éventuelles nouvelles particules (Higgs, particules supersymétriques,...). Bien que ni le LEP ni les détecteurs n'aient été optimisés dans ce but, il est possible aussi d'effectuer quelques études des collisions $\gamma\gamma$.

Pendant la période LEP2, le seuil de production des paires W^+W^- a été franchi, ce qui a permis leur étude précise, quoique n'étant pas au niveau de celle du Z du fait de la faiblesse de la section efficace (par exemple, $\sigma_{WW} = 16.00 \pm 0.21$ pb à l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 188.6$ GeV). En particulier, la masse du W a été mesurée à $M_W = 80.450 \pm 0.039$ GeV [2]. Par ailleurs, la recherche de nouvelles particules a évidemment été poursuivie très activement. En particulier, le LEP a mis une limite inférieure extrêmement contraignante sur la masse du boson de Higgs de 114.4 GeV à 95% de degré de confiance [3].

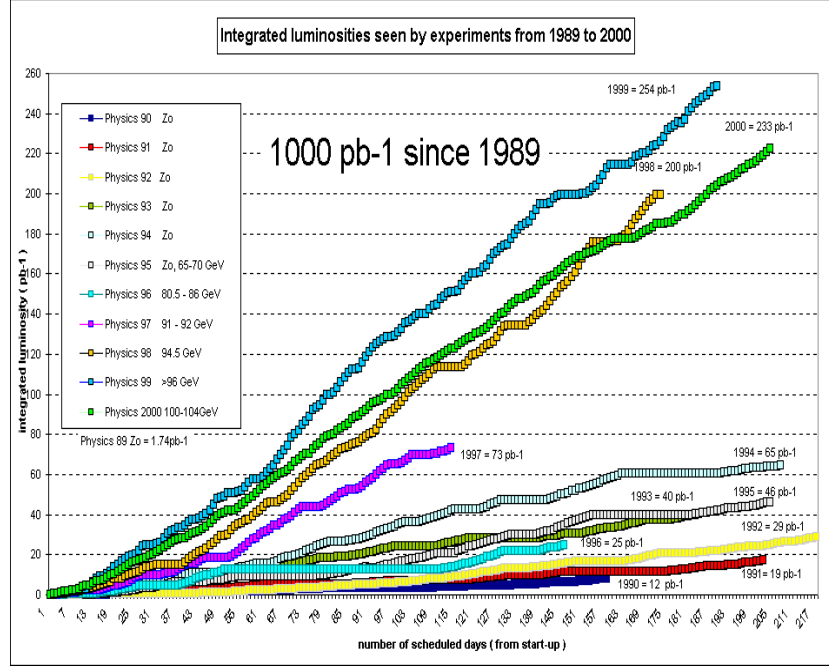


FIG. 1.1 – *Luminosités intégrées vues par les expériences LEP.*

1.2 Étude des hadrons B .

Dans les années 90, le LEP était l'un des trois grands types de machines qui permettaient l'étude des hadrons B . Il y avait les collisionneurs e^+e^- symétriques (le CESR de Cornell et DORIS à DESY) fonctionnant à la résonance de l' $\Upsilon(4S)$ (état lié $b\bar{b}$ d'une masse de 10.58 GeV), qui bénéficiaient d'un taux très bas de bruit de fond ($\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{hadrons} \simeq 0.2$) et d'une section efficace $\sigma_{b\bar{b}}$ d'environ 1 nb. Le LEP¹ avait aussi peu de bruit de fond et une section efficace environ dix fois supérieure. Enfin, un collisionneur $p\bar{p}$ (le TeVatron du FNAL) leur faisait concurrence, avec une section efficace de production très importante (des dizaines de *micro-barn*) mais aussi un taux de bruit de fond défavorable ($\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{hadrons} \simeq 10^{-3}$), en partie compensé par l'existence de modes de déclenchement spécifiques.

Aujourd'hui, et pour la décennie qui commence, il n'existe plus d'équivalent au LEP pour la physique des B . En revanche, il existe une nouvelle génération de collisionneurs e^+e^- à l'énergie de l' $\Upsilon(4S)$ (PEP-II au SLAC et KEKB au KEK), asymétriques, qui ont une luminosité beaucoup plus élevée que les précédents (environ $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Et il y aura dans quelques années un nouveau collisionneur hadronique (le LHC du CERN) dont l'énergie totale, d'un ordre de grandeur supérieure à celle du TeVatron, permettra d'at-

1. Ainsi que le SLC de SLAC.

teindre une section efficace $b\bar{b}$ de $500 \mu\text{b}$ pour un rapport $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{hadrons}$ d'environ 5×10^{-3} .

La première thèse préparée au sein du groupe DELPHI de l'ISN a été soutenue sur le sujet "Mesure des durées de vie des hadrons beaux neutres et chargés avec le canal $B \rightarrow J/\psi X$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ " [4]. La désintégration d'un hadron lourd, comme le B , peut en première approximation être assimilée à la désintégration faible du quark lourd constituant (modèle dit spectateur). Ce modèle, qui prévoit donc des durées de vie identiques pour tous les hadrons qui contiennent un même quark lourd, a montré ses insuffisances dans le cas des hadrons charmés. La prise en compte des effets non spectateurs, notamment dus à l'interaction forte, prédit aujourd'hui une déviation de l'ordre de 10% (20% à l'époque) sur le rapport des temps de vie des hadrons B chargés et neutres. Il était donc important de mesurer ce rapport, pour tester la compréhension des mécanismes en jeu, et en particulier l'hypothèse de la dualité quark-hadron. La statistique disponible à l'époque s'est avérée insuffisante, le résultat obtenu étant $\tau(B^+)/\tau(B^0) = 1.5 \pm 0.6 \pm 0.15$. Huit ans plus tard, les mesures effectuées par les expériences BaBar (PEP-II) et Belle (KEKB), avec des techniques en grande partie dérivées de celles des expériences LEP, donnent respectivement $\tau(B^+)/\tau(B^0) = 1.082 \pm 0.026 \pm 0.012$ et $1.091 \pm 0.023 \pm 0.014$.

Notre activité dans ce domaine de physique s'est poursuivie encore quelques mois, sur deux autres sujets. Le premier était la recherche du méson B_c qui n'avait pas encore été découvert. Nous avons cherché un signal de $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow B_c X$ dans le canal $B_c \rightarrow J/\psi l_1 X$, $J/\psi \rightarrow l_2^+ l_2^-$, les leptons pouvant être soit des électrons, soit des muons. Nous avons analysé les données enregistrées de 1991 à 1993 inclus, ce qui correspond à environ 1.75 millions de Z se désintégrant dans un canal hadronique. Cette recherche n'a débouché sur aucune découverte et a été décrite dans un rapport de stage [5]. Plus tard, cette analyse a été reprise par un autre groupe de travail; les données enregistrées en 1994 ont été analysées, ce qui a permis de doubler la statistique disponible. Aucun candidat n'a été trouvé. La limite $Br(Z \rightarrow B_c X) \times Br(J/\psi l\nu) < 5.8 \times 10^{-5}$ à 90% de degré de confiance a été publiée, en même temps que d'autres limites concernant les canaux $B_c \rightarrow J/\psi \pi$ et $B_c \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi$ [6]. Le méson B_c a finalement été découvert en 1998 par la collaboration CDF (TeVatron) qui a observé 31 candidats, avec un bruit de fond estimé à 11 événements environ, ce qui leur a permis de donner une première estimation de sa masse et de son temps de vie [7] en accord avec les prédictions théoriques.

Le dernier sujet que j'ai étudié dans le domaine de la physique du B concernait les transitions $B \rightarrow K^{(*)} X$ dans le cadre de HQET (Heavy Quark Effective Theory). HQET est une théorie basée sur l'hypothèse que la masse des quarks lourds (b ou c) est suffisamment

grande devant le facteur d'échelle Λ_{QCD} pour que les degrés de liberté des deux quarks, l'un lourd et l'autre léger, d'un méson lourd soient découplés. HQET permet de réduire considérablement le nombre de facteurs de forme dans le calcul des transitions exclusives des saveurs lourdes (en particulier $b \rightarrow c$, et dans une moindre mesure $c \rightarrow s$ et $b \rightarrow u$), en fait à un seul type de facteur de forme. C'est ce type (exponentiel, monopolaire, multipolaire,...) que nous avons essayé de déterminer en ajustant différentes formes sur les données existantes. Nous avons utilisé toutes les données disponibles en 1995 sur les désintégrations $D \rightarrow K^{(*)}l\nu$, $B \rightarrow K^{(*)}\psi^{(l)}$ et $B \rightarrow K^*\gamma$, données inclusives et surtout différentielles chaque fois que c'était possible. Notre conclusion fut que le scénario multipolaire décrivait le mieux les données de l'époque. Dans ce scénario, nous avons prédit les rapports d'embranchement de désintégrations rares suivants : $Br(B^0 \rightarrow K^0\mu^+\mu^-) = (6.4 \pm 1.0) \times 10^{-7}$ et $Br(B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-) = (3.8 \pm 1.3) \times 10^{-7}$ [8].

Les expériences d'aujourd'hui ne sont malheureusement pas encore en mesure de tester ces prédictions ; les résultats les plus contraignants ont été obtenus par les expériences CDF, CLEO (CESR), BaBar et Belle et sont des limites supérieures de l'ordre de 10^{-5} à quelques 10^{-6} [9].

Chapitre 2

Recherche de particules supersymétriques dans DELPHI.

Nous avons évoqué en préambule l'extrême précision des mesures effectuées au LEP en ce qui concerne les paramètres du modèle standard (MS). Cela a permis de tester en profondeur sa cohérence interne, qui non seulement n'a pas été mise en défaut, mais en outre a permis de mesurer indirectement la masse du quark top *avant* sa découverte au FNAL exactement dans la plage de masse prédite ! Malgré tout, le modèle standard laisse un certain nombre de questions sans réponse et conserve quelques caractéristiques plus ou moins indésirables. Citons dans cette catégorie le nombre de paramètres libres de la théorie, le fait que non seulement l'interaction gravitationnelle ne soit pas connectée aux autres, mais que même les trois autres interactions ne s'unifient pas à très grande énergie, comme le font les interactions électromagnétique et faible à l'échelle électrofaible. Parmi les problèmes les plus sévères, il y a celui dit de la *naturalité*, c'est-à-dire le fait que les corrections radiatives à la masse m_H du boson de Higgs (illustrées sur la figure 2.1) divergent quadratiquement en fonction de l'échelle d'énergie de validité du modèle standard.

La supersymétrie, théorie très populaire aujourd'hui parmi les physiciens des particules, apporte une réponse à la plupart de ces questions. Par exemple, elle permet la convergence des constantes de couplage à une échelle de masse $M_U \simeq 2 \times 10^{16}$ GeV, ce que nous ne démontrerons pas ici, mais que l'on peut voir sur la figure 2.2.

Avant d'aborder le sujet principal de ce mémoire, à savoir la recherche de jauginos célibataires dans les données de DELPHI, nous introduisons succinctement son cadre théorique : le "Modèle Standard Supersymétrique Minimal" (MSSM) avec violation de la R-parité.

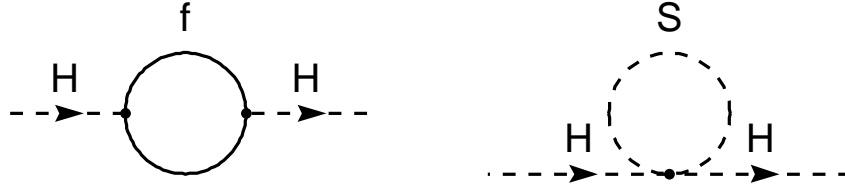


FIG. 2.1 – *Ordre le plus bas des corrections quantiques à m_H^2 , avec f, un fermion quelconque (quark ou lepton) et S, une particule scalaire. Dans le modèle standard, S ne peut être que le boson de Higgs lui-même. En supersymétrie, S peut aussi être un sfermion (nom donné aux partenaires des fermions).*

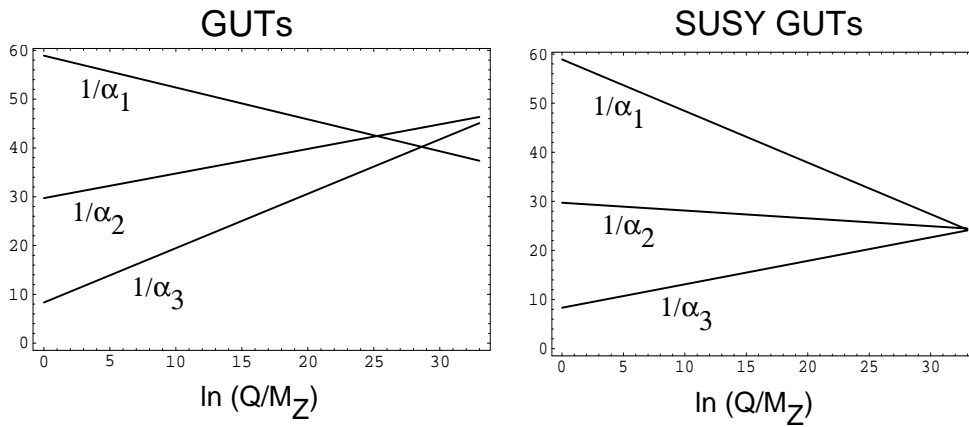


FIG. 2.2 – *Évolution par le groupe de renormalisation des constantes de couplage des trois groupes de jauge (avec α_3 correspondant à $SU(3)$, etc) en fonction de l'échelle de masse normalisée Q/M_Z , à gauche dans un modèle de grande unification (GUT) standard, à droite dans un modèle de grande unification supersymétrique. Figure extraite de la référence [10].*

2.1 MSSM, R-parité et jauginos célibataires.

MSSM.

La supersymétrie, ou SUSY, introduite dans les années soixante-dix est une structure algébrique qui permet de relier les champs bosoniques et fermioniques dans le contexte des théories des champs relativistes [11]. De plus cette algèbre relie les transformations de spin et les translations d'espace-temps, ce qui permet d'introduire naturellement la gravité dans la théorie des champs. Initialement, c'est une théorie très générale, à partir de laquelle on peut construire de nombreux modèles phénoménologiques, dont le MSSM qui nous intéresse ici. Elle a conduit à postuler l'existence de nouveaux partenaires, de spin différent d'une demi unité, pour toutes les particules ordinaires. C'est l'existence de ces partenaires qui fournit une solution au problème de hiérarchie (ou problème de naturalité) grâce au fait qu'ils ont les mêmes couplages au boson de Higgs, et que la correction quantique qu'ils apportent à m_H^2 est de signe opposé.

Comme ces nouvelles particules n'ont pas été observées à la masse de leur partenaire standard, la supersymétrie, si elle est une symétrie fondamentale de la nature, doit être brisée et nous ignorons de quelle façon exactement. Cependant, si nous voulons que l'annulation systématique des contributions dangereuses à la masse du Higgs persiste, le mécanisme de brisure doit être "doux", c'est-à-dire que pour l'instant, on construit une théorie effective à basse énergie dont le lagrangien doit s'écrire sous la forme

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{doux}$$

où \mathcal{L}_{SUSY} préserve l'invariance supersymétrique et \mathcal{L}_{doux} contient les termes brisant explicitement la supersymétrie, mais sans réintroduire de divergence.

On voit qu'a priori, l'idée de supersymétrie introduit potentiellement un très grand nombre de nouveaux paramètres dans la théorie : masses des nouvelles particules, nouvelles constantes de couplages éventuelles, paramètres de brisure,... C'est pourquoi le MSSM a été défini : dans ce modèle, on postule un contenu minimal en nouvelles particules et pas de nouvelle interaction, le groupe de jauge restant le $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ du modèle standard. Moyennant quoi, le nombre de paramètres libres est ramené à 124 (tout de même !), dont 19 provenant du modèle standard et se retrouvant dans le terme \mathcal{L}_{SUSY} , et 105 nouveaux paramètres indépendants provenant de l'écriture la plus générale des termes de \mathcal{L}_{doux} dans le cadre du MSSM.

Un contenu minimal en particules signifie concrètement un doublement du spectre, et même un peu plus. Dans le formalisme des "superchamps" (qui sont les représentations irréductibles de l'algèbre supersymétrique, voir par exemple l'introduction de la

référence [12]), on regroupe dans un même multiplet une particule standard et son partenaire supersymétrique. Les superchamps de matière (ou superchamps chiraux ou encore superchamps scalaires) sont les suivants :

- L_i contient le doublet de leptons d’hélicité gauche (ν_i, l_{Li}) pour la famille i et leurs partenaires scalaires le sneutrino et le slepton dit gauche (par abus de langage) $(\tilde{\nu}_i, \tilde{l}_{Li})$;
- E_i contient le singulet d’hélicité droite l_{Ri} pour la famille i et son partenaire scalaire le slepton “droit” \tilde{l}_{Ri} ;
- Q_i contient de même le doublet de quarks d’hélicité gauche (u_{Li}, d_{Li}) pour la famille i et leurs partenaires scalaires les squarks $(\tilde{u}_{Li}, \tilde{d}_{Li})$;
- U_i et D_i contiennent respectivement les singulets d’hélicité droite u_{Ri} et d_{Ri} pour la famille i et leurs partenaires scalaires les squarks “droits” \tilde{u}_{Ri} et \tilde{d}_{Ri} .

Pour les superchamps de jauge (ou superchamps vectoriels), de même, on regroupe les bosons W avec leurs partenaires fermioniques les winos \widetilde{W} , le boson B avec son partenaire fermionique le bino \widetilde{B} (winos et bino sont appelés les jauginos), ainsi que les gluons g avec les gluinos \tilde{g} . On procède enfin de la même façon dans le secteur de Higgs, sachant que le MSSM requiert deux doublets¹ de Higgs h_i ($i=1,2$) au lieu d’un seul dans le modèle standard : chacun d’eux forme un super-multiplet H_i avec son partenaire fermionique le higgsino \tilde{h}_i .

Toutes ces particules sont énumérées dans le tableau 2.1, dans lequel l’accent est mis sur les états propres de masse plutôt que sur les superchamps, états propres d’interaction. De même que le mélange des bosons de jauge W^a ($a=1, 3$) et B forme les bosons W^\pm , Z et γ , le mélange des higgsinos avec le bino et les wino donne, pour les neutres, les neutralinos $\tilde{\chi}_i^0$ ($i=1, 4$) et pour les chargés les charginos $\tilde{\chi}_j^\pm$ ($j=1, 2$), avec pour convention $M(\tilde{\chi}_1) \leq M(\tilde{\chi}_2) \leq \dots$. Par un nouvel abus de langage, on appelle souvent jauginos les neutralinos et charginos qui sont en fait des mélanges de jauginos et de higgsinos.

De façon à diminuer le nombre de paramètres libres², on peut aussi faire des hypothèses sur l’origine de la brisure de supersymétrie et ainsi réduire le caractère arbitraire apparent de la partie \mathcal{L}_{doux} du lagrangien. La classe de modèles la plus populaire aujourd’hui, pour des raisons historiques, est celle dans laquelle le secteur “caché” de la théorie, dans lequel se produit la brisure, communique avec le MSSM via des interactions gravitationnelles. Ce

1. Pour éviter les anomalies de jauge triangulaires, et de plus donner une masse à tous les fermions [12].

2. De façon aussi à supprimer des zones de l’espace des paramètres qui ne sont pas viables phénoménologiquement.

Particules			Partenaires supersymétriques		
États propres d'interaction	États propres de masse	Spin	États propres d'interaction	États propres de masse	Spin
ν_L	ν_L	$\frac{1}{2}$	$\tilde{\nu}_L$	$\tilde{\nu}_L$	0
l_L	l_L	$\frac{1}{2}$	\tilde{l}_L	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	0
l_R	l_R	$\frac{1}{2}$	\tilde{l}_R		
q'_L	q_L	$\frac{1}{2}$	\tilde{q}_L	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	0
q'_R	q_R	$\frac{1}{2}$	\tilde{q}_R		
W_1 } W_2 }	W^\pm	1	\tilde{W}_1 } \tilde{W}_2 }	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	$\frac{1}{2}$
h_1^- } h_2^+ }	H^\pm	0	\tilde{h}_1^- } \tilde{h}_2^+ }		
B } W_3 }	γ, Z	1	\tilde{B} } \tilde{W}_3 }	$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$	$\frac{1}{2}$
h_1^0 } h_2^0 }	h, H, A	0	\tilde{h}_1^0 } \tilde{h}_2^0 }		
g	g	1	\tilde{g}	\tilde{g}	$\frac{1}{2}$

TAB. 2.1 – Les particules du MSSM. Les particules supersymétriques portent le symbole $\tilde{}$.

sont les modèles de “super-gravité” (SUGRA). Dans ce cadre, en supposant une fois de plus une forme minimale pour certains termes du lagrangien de super-gravité (mSUGRA), on peut montrer que \mathcal{L}_{doux} peut s’écrire en fonction de seulement 4 paramètres [13]. On a égalité à l’échelle de Planck³ des masses des partenaires des bosons de jauge d’une part :

$$M_3 = M_2 = M_1 = m_{1/2}$$

(où M_i (resp. M_1) est la masse commune des partenaires des bosons du groupe $SU(i)$ (resp. $U(1)$), égalité des masses des partenaires des fermions (ou sfermions) et des scalaires (Higgs) d’autre part :

$$m_Q^2 = m_U^2 = m_D^2 = m_L^2 = m_E^2 = m_0^2 \mathbf{1}, \quad m_{H_1}^2 = m_{H_2}^2 = m_0^2$$

et égalité des couplages du Higgs aux sfermions (couplages tri-linéaires A_0). Ces égalités forment les conditions aux limites de la théorie à grande énergie ; l’évolution des paramètres à l’échelle électrofaible par les équations du groupe de renormalisation (RGE) permet ensuite de calculer le spectre complet du MSSM à l’aide de seulement 5 paramètres que l’on choisit souvent comme A_0 , m_0 , M_2 (à l’échelle électrofaible), μ (un paramètre

3. $M_p \simeq 10^{19}$ GeV, définie par l’échelle d’énergie à laquelle les interactions gravitationnelles des particules élémentaires deviennent d’intensité comparable à leurs interactions de jauge.

de masse du secteur de Higgs) et $\tan \beta = v_2/v_1$ (le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs).

Violation de la R-parité.

La R-parité est un nombre quantique multiplicatif défini par

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S}$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin de la particule considérée [14]. On peut vérifier que $R_p = 1$ pour toutes les particules standard et $R_p = -1$ pour toutes les particules supersymétriques.

Jusqu'ici, nous avons implicitement supposé la conservation de la R-parité *par définition* du MSSM. En effet, un super-potentiel (équivalent supersymétrique du potentiel scalaire dans \mathcal{L}_{SUSY}) minimal est suffisant pour produire un modèle phénoménologique viable. Cependant il pourrait contenir des termes non minimaux, écartés de prime abord parce qu'ils violent soit la conservation du nombre leptonique, soit celle du nombre baryonique. La forme invariante de jauge et renormalisable la plus générale du super-potentiel inclut les termes suivants :

$$\begin{aligned} W_{\Delta L \neq 0} &= \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'^{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \epsilon^i L_i H_2 \\ W_{\Delta B \neq 0} &= \frac{1}{2} \lambda''^{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k \end{aligned}$$

où i, j et k sont toujours des indices de famille, et où l'on a introduit au total 48 nouveaux couplages différents (9 λ , 27 λ' , 9 λ'' et 3 ϵ , λ et λ'' étant anti-symétriques dans les deux premiers et les deux derniers indices par invariance de jauge).

L'existence de ces termes implique la possibilité d'échanges de squarks et de sleptons indésirables, pouvant provoquer en particulier une désintégration trop rapide du proton. Par exemple, les couplages λ' et λ'' permettent la désintégration d'un squark \tilde{d}_R respectivement en ue^- et $\bar{u}\bar{d}$, et par suite le diagramme de désintégration du proton de la figure 2.3. Il est donc nécessaire d'imposer que la violation de la R-parité ne soit pas maximale, en particulier que les termes violant la conservation de L et de B ne soient pas présents simultanément. La comparaison des mesures expérimentales dans le secteur des saveurs avec leur prédiction dans le modèle standard (voir par exemple la référence [15]) fournit de nombreuses limites supérieures aux couplages λ , λ' , λ'' et à leurs produits (aussi appelées limites indirectes). Par exemple, la mesure précise du rapport des rapports d'embranchement $Br(\pi^+ \rightarrow l^+ \nu)$ avec $l = e$ et μ permet de mettre une limite sur les couplages λ'_{11k} et λ'_{21k} (voir figure 2.4). En général, la limite supérieure (qui dépend de la masse des sparticules) sur un couplage individuel est de l'ordre de 0.1, en particulier pour les couplages λ^{ijk} , mais elle peut être dix fois plus grande (c'est souvent le cas des couplages

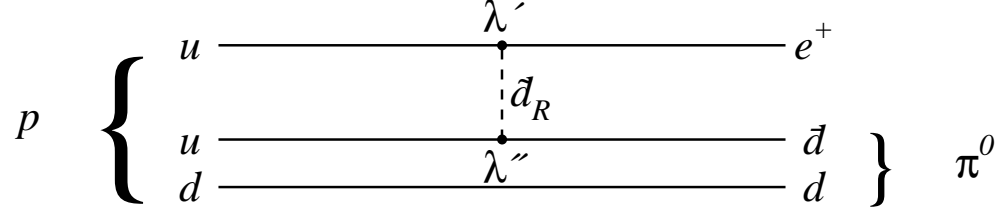


FIG. 2.3 – Désintégration du proton en $e^+\pi^0$ via les couplages λ' et λ'' .

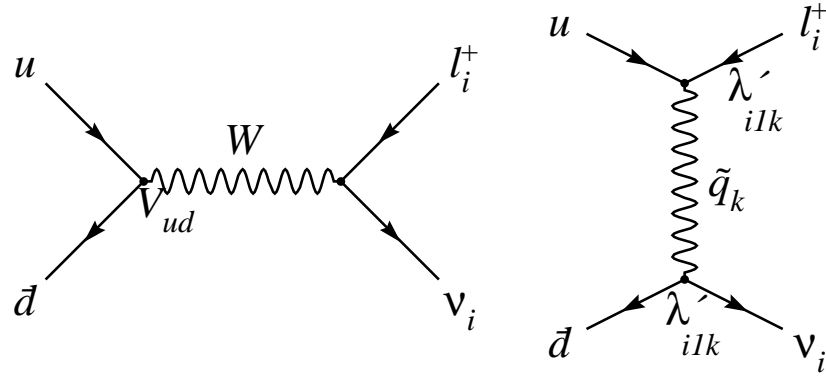


FIG. 2.4 – Désintégration du pion π^+ en lepton plus neutrino et sa contribution violant la R-parité ($i = 1$ ou 2 , $l_1 = e$ et $l_2 = \mu$).

λ^{ijk}) ou beaucoup plus petite [16].

La conservation de la R-parité a d'importantes conséquences phénoménologiques. La particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable, ce qui lui impose d'être neutre (pour des raisons cosmologiques) et en fait un candidat intéressant pour la matière noire non baryonique de l'univers. Les autres particules supersymétriques doivent se désintégrer en un nombre impair de sparticules. Enfin, les sparticules ne peuvent être produites qu'en nombre pair à partir de particules standard. Ce sont ces caractéristiques qui guident généralement la recherche de particules supersymétriques.

Si au contraire on suppose que la R-parité n'est pas parfaitement conservée, alors la LSP peut se désintégrer et les sparticules être produites seules.

Production de jauginos célibataires.

Supposons que la R-parité soit violée via l'un des couplages λ_{121} ou λ_{131} . L'échange d'un sneutrino $\tilde{\nu}_\mu$ ou $\tilde{\nu}_\tau$ ou sa production résonante sont alors possibles [17] (voir les diagrammes de la figure 2.5). Dans l'état final, on retrouve soit une paire e^+e^- (diagrammes a), soit un neutralino accompagné d'un neutrino (diagrammes b), soit un chargino accompagné d'un lepton chargé (diagrammes b); on a donc production d'un jaugino célibataire. La R-parité n'étant pas conservée, ce sont des états finals intermédiaires puisque les jauginos peuvent tous se désintégrer, y compris le neutralino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^0$) qui est souvent la LSP. Dans le cas d'un couplage λ_{121} , le $\tilde{\chi}_1^0$ se désintègre en $e\mu\nu_e$ ou $ee\nu_\mu$ ⁴ (voir figure 2.6). Tous les autres jauginos ont deux types de désintégrations : l'équivalent de celle de la LSP, ou désintégration "directe" (dans le cas des charginos, l'état final est $ee\mu$ ou $e\nu_e\nu_\mu$), et la désintégration appelée "indirecte" qui est en fait la désintégration par interaction de jauge, la seule autorisée lorsque la R-parité est conservée. Par exemple, $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^+$ ou $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$ (voir aussi la figure 2.7). La désintégration indirecte est donc une cascade de désintégrations, puisque toutes les particules supersymétriques produites peuvent se désintégrer. L'importance relative des deux types de désintégration dépend à la fois de la valeur du couplage λ et du spectre de masse des jauginos (en général, le chargino le plus léger, $\tilde{\chi}_1^+$, est sensiblement plus lourd que le neutralino le plus léger et donc, à moins que le couplage λ ne soit très grand, sa désintégration directe est supprimée par rapport à ses désintégrations de jauge).

Les diagrammes (a) possèdent deux vertex de couplage λ , la section efficace de production d'une paire e^+e^- via ces processus est donc proportionnelle à λ^4 . Comme on sait déjà que si les λ sont non nuls, ils sont de toutes façons très inférieurs à 1, cette section efficace est attendue négligeable par rapport à celle des diagrammes (b) qui n'ont qu'un seul vertex λ . Nous ne les considérerons donc pas dans la suite⁵, si ce n'est dans le calcul de la largeur totale du sneutrino [18] :

$$\Gamma_{\tilde{\nu}_j} = \frac{m_{\tilde{\nu}_j}}{16\pi} [\lambda_{1j1}^2 + \sum_m C_m g^2 (1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_m}^2}{m_{\tilde{\nu}_j}^2})^2]$$

où la somme est faite sur tous les jauginos cinématiquement accessibles, où $j=2$ ou 3 , g est la constante de couplage faible et où les C_i sont les éléments (au carré) des matrices N et V de mélange des neutralinos et des charginos respectivement.

4. Dans le cas d'un couplage λ_{131} , il faut remplacer tous les μ par des τ .

5. La section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ est par ailleurs mesurée très précisément et ces mesures sont sensibles à la présence éventuelle de contributions non standard telles que celles évoquées ici, entre autres.

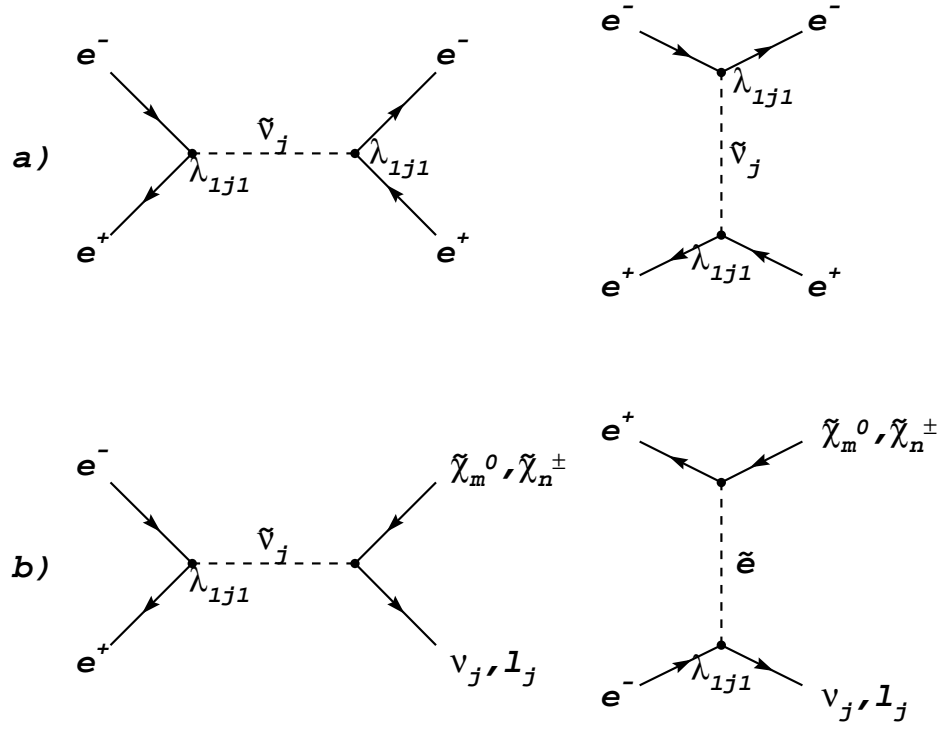


FIG. 2.5 – Échange d'un sneutrino ou d'un sélectron à l'ordre le plus bas.

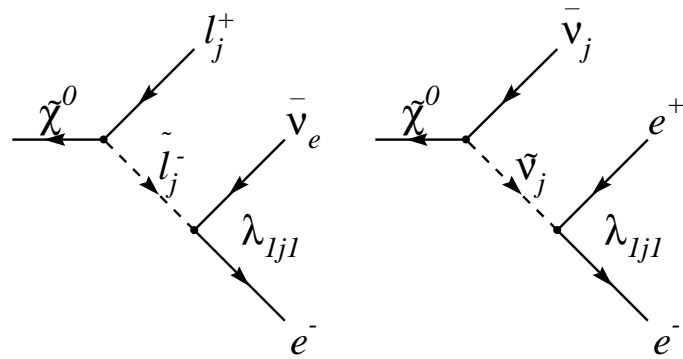


FIG. 2.6 – Désintégration directe des neutralinos.

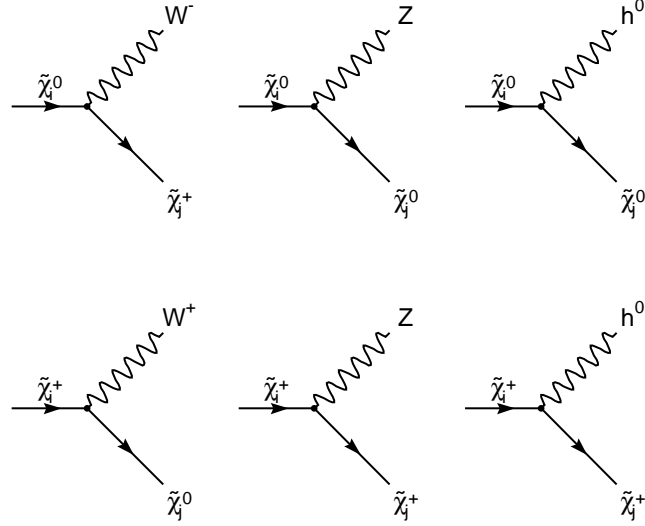


FIG. 2.7 – *Couplages de jauge des jauginos.*

Les sections efficaces de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu \tilde{\chi}_m^0)$ et $\sigma(e^+e^- \rightarrow l^\mp \tilde{\chi}_m^\pm)$ des diagrammes (b) sont proportionnelles à λ_{1j1}^2 , aux éléments de matrice N^2 (cas de $\sigma_{\tilde{\chi}^0}$) ou V^2 (cas de $\sigma_{\tilde{\chi}^+}$) et à des termes d'espace de phase dépendant de la largeur totale du sneutrino $\Gamma_{\tilde{\nu}_j}$, de sa masse $m_{\tilde{\nu}_j}$, de la masse de l'électron (négligeable) et de la masse du sélectron $m_{\tilde{e}_L}$ (cas de $\sigma_{\tilde{\chi}^0}$) ou du sneutrino électronique $m_{\tilde{\nu}_e}$ (cas de $\sigma_{\tilde{\chi}^+}$). La dépendance principale de ces sections efficaces en λ est donc quadratique, avec une petite contribution supplémentaire provenant de $\Gamma_{\tilde{\nu}_j}$, qui est négligeable dès lors que $\lambda_{1j1} < 0.1$. Ceci nous sera utile lorsqu'il s'agira de dériver une limite supérieure au couplage λ à partir de la limite expérimentale sur la section efficace. Par ailleurs, ces sections efficaces dépendent des paramètres $\tan \beta$, μ et M_2 à travers les éléments de matrice V et N , et du paramètre m_0 à travers $m_{\tilde{\nu}_j}$, $m_{\tilde{e}_L}$ et $m_{\tilde{\nu}_e}$ [19].

L'intérêt d'étudier de tels processus est multiple. D'une part, ils permettent d'accéder à des masses de jauginos presque deux fois plus élevées que la production en paires. De plus, s'il se trouve que la masse du sneutrino est proche de l'énergie disponible dans le centre de masse, la section efficace est dominée par les graphes de gauche et la production de sneutrino devient résonante, ce qui augmente considérablement la section efficace, et permet donc de tester des valeurs de couplage assez petites. Enfin, contrairement à l'étude de la production en paire, ce canal permet de mesurer l'intensité du couplage violant la R-parité.

Un bilan soigneux de toutes les combinaisons de désintégrations des jauginos possibles

montre que tous les états finals produits par les graphes (b) peuvent être classés en trois catégories [20]. Premièrement, les événements ne contenant que deux leptons chargés dans l'état final, avec un déficit en énergie venant des neutrinos émis, invisibles pour le détecteur. Deuxièmement, les événements contenant exactement quatre (ou très rarement six) leptons chargés, avec ou sans déficit en énergie. Enfin, les événements contenant au moins deux leptons chargés isolés et au moins deux jets de hadrons (c'est-à-dire des événements à au moins quatre jets), appelés événements semi-leptoniques. C'est l'analyse mise en œuvre pour rechercher ces trois catégories d'états finals et les résultats obtenus que nous décrivons dans les paragraphes qui suivent. Nous terminerons ce chapitre par l'exposé d'une interprétation de ces résultats.

2.2 Recherche de jauginos célibataires à $\sqrt{s} = 183\text{-}208\text{ GeV}$.

2.2.1 DELPHI.

Le détecteur DELPHI était constitué de trois grandes parties, le baril (d'axe confondu avec celui des faisceaux) et deux "bouchons" identiques, "à l'avant" de chaque faisceau. Chaque partie possédait grossièrement la même succession de sous-détecteurs, le baril contenant de plus l'aimant solénoïdal supraconducteur qui fournissait un champ de 1.2 Tesla.

Le système de reconstruction des traces de particules chargées était basé sur une chambre à projection temporelle (TPC), ainsi que sur un détecteur de vertex en silicium, appelé VD dans la partie baril et VFT dans les bouchons. La mesure des traces de particules chargées s'achevait au rayon le plus externe de DELPHI avec la détection des traces des muons.

DELPHI possédait aussi un ensemble de calorimètres, destinés à détecter les particules, y compris les neutres, à mesurer leur énergie et à les identifier : la HPC (et le FEMC dans les bouchons) pour les particules électromagnétiques (e^\pm , γ), le calorimètre hadronique pour les hadrons (pions, neutrons, ...). Deux autres calorimètres, situés très près du faisceau et à grande distance du point d'interaction, servaient quant à eux à mesurer la luminosité vue dans DELPHI.

Le détecteur complet et ses performances sont décrits dans les références [21].

2.2.2 Lots de données.

L'énergie dans le centre de masse moyen-née avec des poids correspondant à la luminosité intégrée et la luminosité intégrée totale pour chaque énergie sont données dans le

tableau 2.2. Ces chiffres correspondent à la fraction des données sélectionnées pour l'analyse en demandant que les sous-détecteurs d'importance cruciale pour cette analyse (TPC, HPC, FEMC) aient été opérationnels à au moins 95 à 99% suivant les sous-détecteurs. Les données avec des chambres à muons partiellement inefficaces (25% au plus pour une couche parmi quatre dans un module, pour cause de problèmes électriques) sont gardées et la simulation est ajustée de façon à reproduire l'efficacité effective.

Nom	$\langle \sqrt{s} \rangle$ (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ ((pb) $^{-1}$)
183	182.7	52.2 ± 0.09
189	188.6	153.8 ± 0.16
192	191.6	25.1 ± 0.08
196	195.5	75.9 ± 0.14
200	199.5	82.8 ± 0.15
202	201.6	43.2 ± 0.11
204	203.7	6.3 ± 0.04
205	205.	67.2 ± 0.14
207	206.5	78.2 ± 0.15
208	208.	7.3 ± 0.05

TAB. 2.2 – *Données collectées par DELPHI de 1997 à 2000.*

2.2.3 Simulation du signal.

Pour la génération du signal, nous avons utilisé le programme **SUSYGEN** 2.20/03 [19]. Nous avons choisi quelques jeux de paramètres donnant différentes masses et différentes largeurs de sneutrino pour lesquels nous avons généré quelques milliers d'événements. Ceux-ci ont ensuite été entièrement simulés [22] puis reconstruits avec la même chaîne de programmes que les données réelles. Ceci permet d'évaluer l'efficacité des critères de sélection sur le signal recherché.

À l'aide de ces lots d'événements, nous avons de plus ajusté les paramètres du programme **SGV** [23], qui réalise une simulation plus rapide de la reconstruction des événements dans DELPHI, et peut ainsi traiter un beaucoup plus grand nombre de jeux de paramètres.

2.2.4 Processus donnant du bruit de fond.

Nous avons constaté que la principale source de bruit de fond dans notre recherche n'était pas instrumentale, mais physique : presque tous les processus standard⁶ contribuent dans un canal ou un autre. Pour la simulation de ces bruits de fond, nous avons utilisé les générateurs suivants (par ordre de section efficace croissante) :

- BDKRC [24] pour les événements à quatre leptons du type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-$ et WPHACT [25] pour tous les autres événements à quatre fermions ;
- KK2F [26] pour les événements à deux fermions du type $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$, avec $f \neq e, \tau$, BHWIDE [27] pour les Bhabhas ($f = e$) et KORALZ [28] pour $f = \tau$;
- PYTHIA [29] et WPHACT pour les événements $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons.

2.2.5 Critères de sélection.

Pour tenter de retrouver parmi la masse d'événements enregistrés par DELPHI ceux qui pourraient provenir d'un signal de jauginos célibataires, nous avons mis au point un ensemble de critères de sélection devant permettre de séparer le bruit de fond du signal.

Suivant les paramètres SUSY, le spectre en masse des jauginos varie de façon importante et le signal peut prendre différentes formes. Par exemple, le canal semi-leptonique est souvent dominant, sauf dans les régions de petites masses de sneutrino où la production de $\tilde{\chi}_1^0$ est favorisée et donc le canal deux leptons dominant. Ou encore, pour certains paramètres, la composition en bino, wino et higgsino des jauginos fait que, malgré les facteurs d'espace de phase, la production des états de masse plus élevée est favorisée. On a alors dans l'état final une multiplicité de jets très élevée du fait de la possibilité de longues cascades de désintégrations des jauginos les plus lourds aux plus légers.

Par conséquent, il n'est pas possible de pousser l'optimisation des critères de sélection très loin, puisqu'alors un grand nombre d'analyses seraient nécessaires pour couvrir tous les signaux possibles. Nous avons donc décidé de nous en tenir à une simple analyse séquentielle. La première étape consiste à sélectionner dans chaque événement des traces de bonne qualité (voir la référence [20]). On appelle la seconde étape "présélection", elle est commune aux trois canaux et vise à éliminer d'emblée les bruits de fond les plus abondants et/ou les plus faciles à distinguer du signal. On demande par exemple [20] que l'impulsion transverse (dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux) totale, somme des impulsions transverses de toutes les particules chargées de l'événement, soit supérieure à 5 GeV/c, ce qui réduit considérablement le bruit de fond $\gamma\gamma$, le ramenant

6. S'ils existaient à cette échelle, les processus supersymétriques constitueraient un bruit de fond probablement encore plus important ; nous ne les avons pas considérés ici, ce qui est justifié a posteriori.

à environ 1% du lot d'événements présélectionnés. La troisième et dernière étape est la sélection proprement dite, avec des séries de critères spécifiques à chaque canal.

Il a été constaté que, dans le cas du canal à deux leptons et du canal à quatre ou six leptons, une même analyse pouvait être utilisée pour les deux couplages λ_{1j1} . En effet, dans le cas λ_{131} , l'un des leptons est un τ qui se désintègre principalement en une seule particule chargée⁷ et ne change donc pas la multiplicité de l'événement. Par ailleurs, pour des raisons d'efficacité, on ne demande jamais que *tous* les leptons soient identifiés, le fait que l'unique trace de particule chargée issue du τ soit plus souvent un pion qu'un lepton n'est donc pas gênant. En revanche, dans le cas du troisième et dernier canal (à au moins deux leptons et au moins deux jets hadroniques), nous avons éprouvé le besoin de mettre au point deux analyses un peu différentes. En tout, ce sont donc quatre analyses qui ont été appliquées.

- Canal deux leptons, quel que soit λ : on demande exactement deux traces de particules chargées, dont au moins une identifiée comme lepton, une acoplanarité⁸ inférieure à 140° , une acolinéarité⁹ supérieure à 50° , une masse invariante plus petite que $0.25 \times \sqrt{s}$ et un angle entre les deux traces inférieur à 100° .
- Canal quatre leptons, quel que soit λ : on requiert de quatre à six traces de particules chargées, dont au moins deux identifiées comme leptons et une distance (masse invariante re-pondérée) de Durham¹⁰ y_{34} supérieure à 10^{-4} . y_{34} est la distance limite à laquelle l'événement passe de quatre jets à trois. Ce critère permet de sélectionner des événements dans lesquels les traces sont bien séparées spatialement.
- Canal leptons et jets, λ_{121} : l'événement doit contenir au moins 7 et au plus 25 traces de particules chargées, dont au moins deux leptons identifiés, l'impulsion transverse du second lepton doit être supérieure à $0.05 \times \sqrt{s}$, $y_{34} > 10^{-3}$ et, en forçant le nombre de jets à quatre exactement, il doit y avoir au moins deux jets de multiplicité totale inférieure ou égale à quatre.
- Canal leptons et jets, λ_{131} : l'événement doit contenir au moins 7 et au plus 25 traces de particules chargées, avec au moins deux leptons identifiés, dont au moins un électron ; $y_{34} > 10^{-3}$; en forçant le nombre de jets à quatre exactement, au moins deux jets doivent avoir une multiplicité totale inférieure ou égale à quatre et pour

7. $Br(\tau \rightarrow l\nu\nu) \simeq 35\%$, $Br(\tau \rightarrow hX) \simeq 50\%$ avec h un hadron (π ou K) et X composé uniquement de particules neutres.

8. L'acoplanarité est l'angle entre les impulsions transverses des deux particules chargées, ou des jets associés s'il y a des particules neutres dans l'événement.

9. L'acolinéarité est égale à 180° moins l'angle entre les impulsions des deux particules chargées (ou des jets).

10. Algorithme couramment utilisé pour la reconstruction de jets [30].

finir, l'énergie manquante (i.e. la différence entre l'énergie dans le centre de masse et l'énergie totale mesurée) doit être supérieure à $0.25 \times \sqrt{s}$.

L'efficacité à la fin de ces sélections sur un jeu de paramètres typique ($m_{\tilde{\nu}} = \sqrt{s}$, $\mu = -125$ GeV, $M_2 = 115$ GeV, $\tan \beta = 1.5$) est de 47.2%, 68.5%, 44.5% respectivement pour les trois canaux pour λ_{121} , et de 36.7%, 44.2%, 20.6% pour λ_{131} à 200 GeV. Il est à noter que, les sélections utilisant des énergies étant proportionnelles à \sqrt{s} , les efficacités dépendent très peu de \sqrt{s} . Par exemple, les chiffres correspondant aux efficacités précédentes pour $\sqrt{s} = 207$ GeV (46.6%, 70.%, 44.7% et 39.9%, 44.1%, 20.7%) sont compatibles étant donné l'erreur statistique. Au moment de l'interprétation de l'analyse des données, ceci nous permettra de n'évaluer les efficacités que pour quatre valeurs de \sqrt{s} , et d'utiliser les résultats obtenus à 189 GeV pour 192 GeV aussi, à 200 GeV pour 196 et 202 GeV et à 207 GeV pour 204, 205 et 208 GeV.

Le bruit de fond restant à la fin des sélections est composé principalement d'événements à quatre fermions. Le bruit de fond $\gamma\gamma$ est totalement négligeable. Celui provenant des événements à deux fermions est petit, et sa part diminue lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente. Par exemple, il est d'environ 9% dans le canal deux leptons à 183 GeV, et d'environ 4% à 207 GeV.

2.2.6 Résultats de l'analyse des données réelles.

Les sélections qui viennent d'être décrites ont été appliquées simultanément aux données réelles et aux événements de bruit de fond simulés.

\sqrt{s} (GeV)	MC	Données
183	1003. \pm 11.	1071
189	2909. \pm 16.	2913
192	466. \pm 3.	484
196	1387. \pm 8.	1466
200	1487. \pm 8.	1537
202	772. \pm 5.	777
204	110. \pm 1.	99
205	1180. \pm 7.	1210
207	1345. \pm 6.	1322
208	126. \pm 1.	115

TAB. 2.3 – Nombre d'événements à la fin de la présélection (MC: bruit de fond du modèle standard simulé par Monte Carlo; erreur statistique seule).

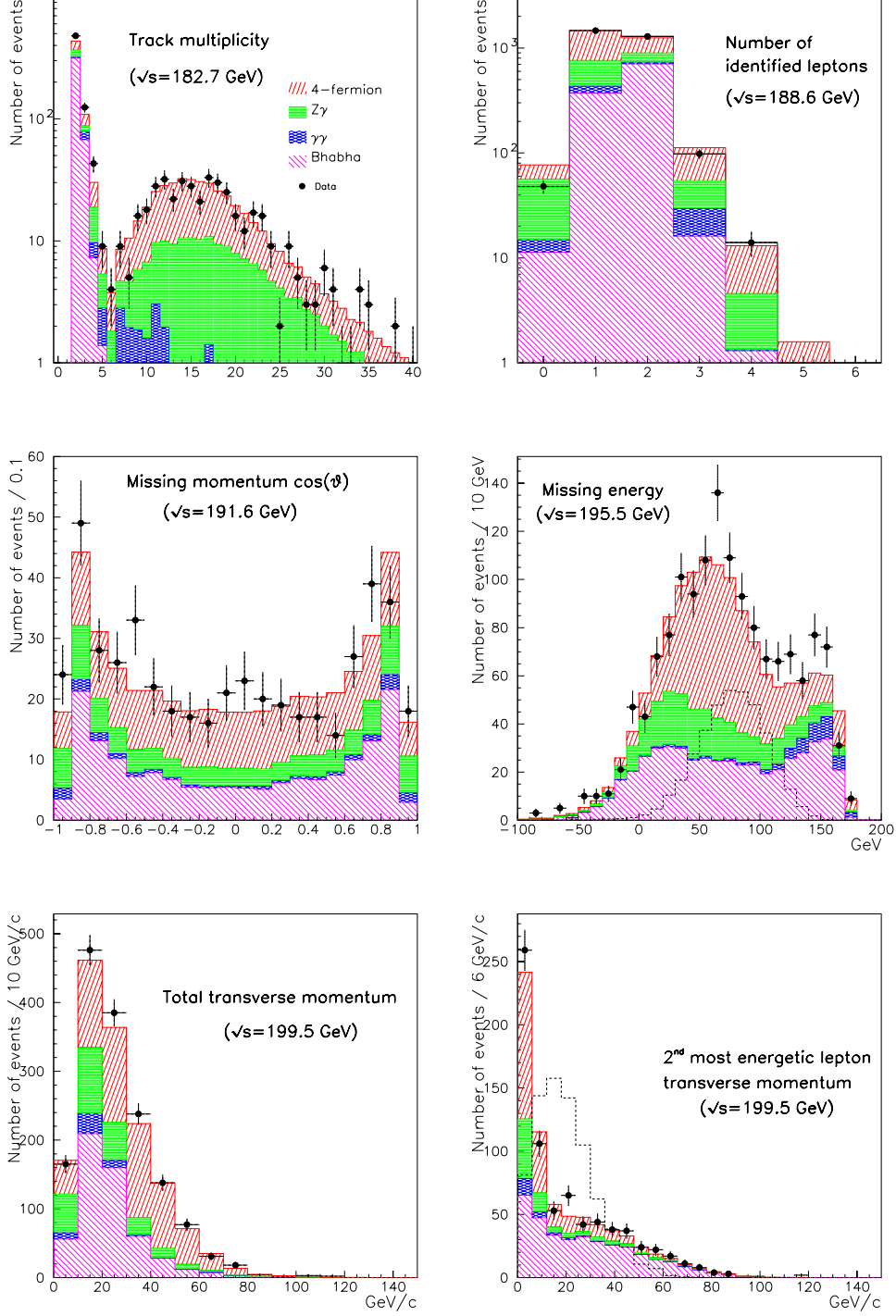


FIG. 2.8 – Exemples de comparaison entre les données et la simulation. Les lignes pointillées sont des exemples de distribution de signal, avec une normalisation arbitraire.

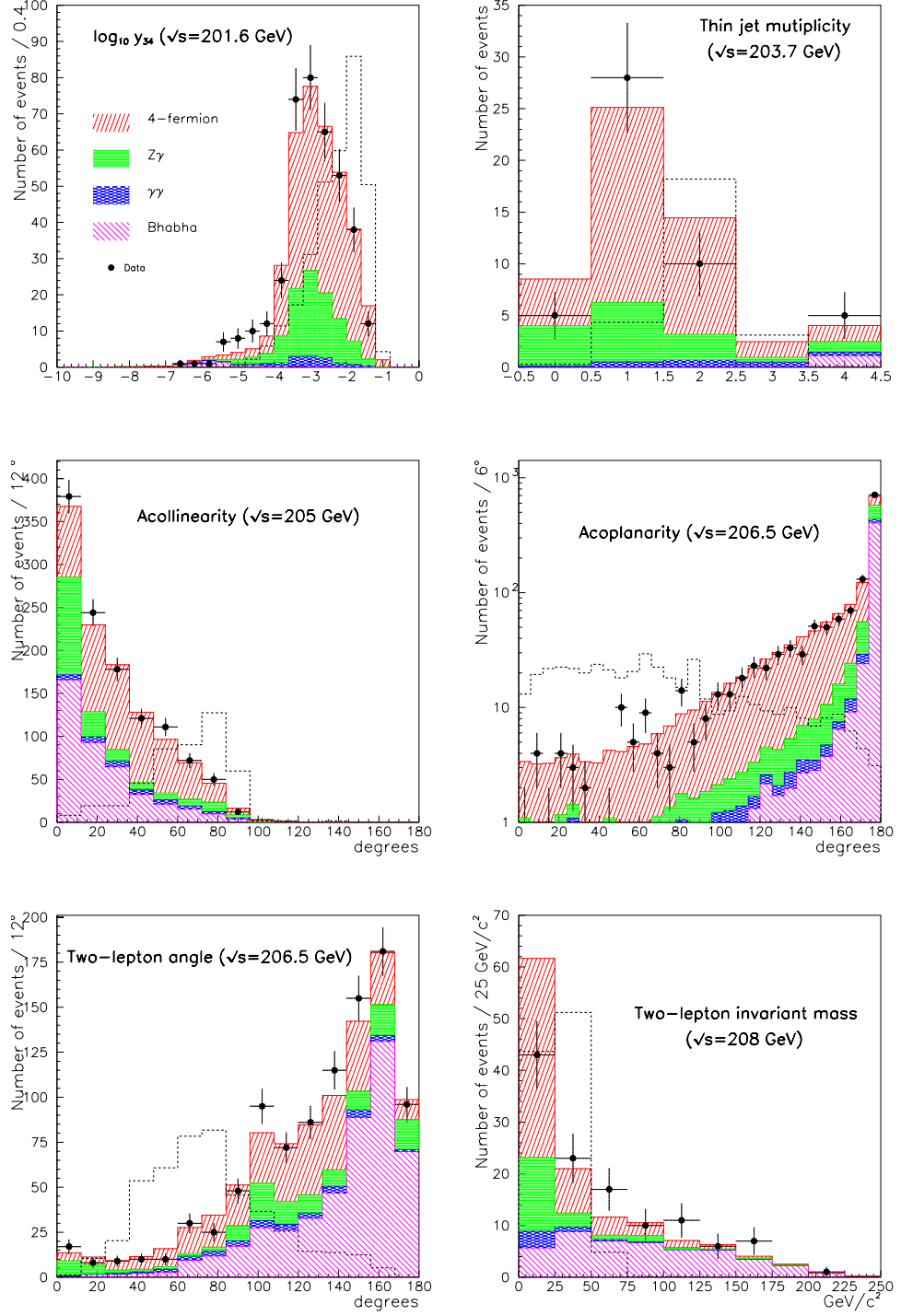


FIG. 2.9 – Exemples supplémentaires de comparaison entre les données et la simulation (les distributions de $\log y_{34}$ et de multiplicité de jets sont données pour les événements à au moins quatre traces de particules chargées).

\sqrt{s} (GeV)		2 leptons	4 leptons	semi-leptonique		Tous canaux	
				λ_{121}	λ_{131}	λ_{121}	λ_{131}
182.7	MC	9.3 ± 0.5	3.0 ± 0.3	2.0 ± 0.1	2.5 ± 0.1	14.3 ± 0.6	14.8 ± 0.6
	Données	7	2	4	0	13	9
188.6	MC	26.0 ± 0.5	8.4 ± 0.4	7.3 ± 0.2	7.5 ± 0.2	41.7 ± 0.7	41.9 ± 0.7
	Données	26	7	8	2	41	35
191.6	MC	4.1 ± 0.1	1.5 ± 0.1	1.31 ± 0.03	1.24 ± 0.03	6.9 ± 0.2	6.8 ± 0.2
	Données	2	2	2	2	6	6
195.5	MC	11.9 ± 0.2	3.9 ± 0.2	4.2 ± 0.1	3.7 ± 0.1	20.0 ± 0.3	19.5 ± 0.3
	Données	10	5	5	2	20	17
199.5	MC	13.0 ± 0.3	4.4 ± 0.2	4.8 ± 0.1	4.0 ± 0.1	22.2 ± 0.4	21.4 ± 0.4
	Données	11	4	5	2	20	17
201.6	MC	6.3 ± 0.1	2.2 ± 0.1	2.5 ± 0.1	1.9 ± 0.1	11.0 ± 0.2	10.4 ± 0.2
	Données	3	1	3	3	7	7
203.7	MC	0.93 ± 0.03	0.34 ± 0.02	0.39 ± 0.02	0.30 ± 0.02	1.6 ± 0.1	1.5 ± 0.1
	Données	0	0	0	0	0	0
205.0	MC	10.1 ± 0.3	3.5 ± 0.2	3.9 ± 0.2	3.2 ± 0.2	17.5 ± 0.4	16.8 ± 0.4
	Données	14	4	4	3	22	21
206.5	MC	11.4 ± 0.3	4.4 ± 0.2	4.7 ± 0.3	3.6 ± 0.3	20.5 ± 0.5	19.4 ± 0.5
	Données	12	1	7	3	20	16
208.0	MC	1.04 ± 0.02	0.44 ± 0.04	0.50 ± 0.03	0.36 ± 0.03	1.9 ± 0.1	1.8 ± 0.1
	Données	1	0	0	0	1	1

TAB. 2.4 – Nombre d'événements à la fin de la sélection (MC: bruit de fond simulé par Monte Carlo).

Au niveau de la présélection, les queues de distributions et les régions mal connues de l'espace de phase ont normalement été supprimées. Si les générateurs de physique sont corrects ainsi que la simulation du détecteur, la comparaison entre données réelles et bruit de fond simulé doit être bonne. On peut voir dans le tableau 2.3 que c'est le cas numériquement ; les figures 2.8 et 2.9 montrent quelques exemples de distributions au niveau de la présélection de variables utilisées dans les sélections. La comparaison est bonne, en particulier dans les régions où on attendrait un signal. On peut voir des exemples de distributions de signal sur les mêmes graphes, avec les paramètres ($\lambda_{1j1} = 0.05$, $m_0 = \sqrt{s}$, $\tan \beta = 1.5$, $\mu = -125$ GeV, $M_2 = 115$ GeV).

Les résultats obtenus en fin de sélection sont résumés dans le tableau 2.4. On ne constate pas d'excès significatif du nombre d'événements observé dans les données par rapport à ce-

lui attendu pour le bruit de fond dans aucun canal et à aucune énergie dans le centre de masse.

2.2.7 Interprétation.

Notre but initial, la découverte du sneutrino, n'est malheureusement pas atteint. La recherche ayant été effectuée dans un cadre précis, mSUGRA avec violation de la R-parité par un couplage λ_{121} ou λ_{131} , nous pouvons expliciter les scénarios que cette absence de découverte invalide. Le résultat le moins dépendent du modèle (sauf à travers l'évaluation des sélections et de leur efficacité) serait une limite supérieure sur la section efficace du processus recherché à chacune des énergies étudiées. Nous avons voulu aller plus loin, et évaluer une limite supérieure au couplage λ , au prix d'une plus grande dépendance au modèle que nous avons choisi. Cela a comme avantage de permettre de combiner toutes les énergies dans le centre de masse et de profiter de la totalité de la luminosité intégrée, et cela pose le problème de la présentation des résultats. Nous avons choisi de donner une limite sur le couplage λ en fonction de la masse et de la largeur totale du sneutrino. Nous verrons plus loin de quelle façon exactement.

SUSYGEN, déjà utilisé comme générateur d'événements, peut aussi servir à explorer une grande partie de l'espace des paramètres du MSSM et à calculer toutes les sections efficaces attendues pour le signal en fixant la valeur du couplage λ . Dans le modèle adopté ici, nous avons vu que toute la phénoménologie peut être dérivée à partir des quatre paramètres $\tan \beta$, m_0 , M_2 et μ , plus l'énergie dans le centre de masse pour la cinématique. Les jeux de paramètres exploré sont les suivants :

- $\sqrt{s} = 182.7, 188.6, 199.5$ et 206.5 GeV,
- $\tan \beta = 1.5$ ou 30 ,
- $m_0 = 100$ à 230 GeV/ c^2 (170 à 215 GeV/ c^2 par pas de 1 GeV/ c^2 , 100 à 170 GeV/ c^2 par pas de 10 GeV/ c^2 , 215 à 230 GeV/ c^2 par pas de 5 GeV/ c^2),
- $M_2 = 5$ à 405 GeV/ c^2 par pas de 10 GeV/ c^2 ,
- $\mu = -305$ à 305 GeV/ c^2 par pas de 10 GeV/ c^2 .

Les sections efficaces aux énergies non calculées sont déduites des valeurs calculées en supposant simplement une translation de \sqrt{s} .

Un petit écart par rapport au modèle exploré en général par les expériences du LEP vient du fait que nous avons utilisé la relation simplifiée $m_{\tilde{\nu}} = m_0$ plutôt que la relation habituelle [12] $m_{\tilde{\nu}}^2 = m_0^2 + K_2 + \frac{1}{4}K_1 + \Delta_\nu$ (les termes $K_2 > K_1$, qui proviennent de

l'évolution des masses par les RGE, sont positifs et proportionnels à $m_{1/2}$ et prennent des valeurs numériques qui dépendent de l'échelle à laquelle ils sont calculés ; Δ_ν est petit et dépend de la valeur de $\tan\beta$). Cela a pour effet de modifier la différence de masse entre le sneutrino et les autres sfermions, ce qui ne change pratiquement pas les schémas de désintégrations que nous avons envisagés (les autres sleptons qui interviennent sont virtuels). Cela diminue aussi un peu la masse du sneutrino par rapport à celle des jauginos, ce qui rend notre simulation un peu pessimiste et donc notre résultat plutôt conservatif. La valeur de la masse du sneutrino est quantifiée dans notre balayage de l'espace des paramètres.

Les très petites valeurs de la largeur totale du sneutrino ($\Gamma_{\tilde{\nu}} < 150$ MeV) correspondent à des régions de l'espace des paramètres dans lesquelles le sneutrino est plus léger que les jauginos ; ils peuvent à peine être détectés par notre analyse, mais ce cas est couvert par l'étude (indépendante) des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Sont ignorés aussi tous les jeux de paramètres ayant déjà été exclus par les mesures de précision de LEP1, c'est-à-dire tous ceux ayant une section efficace σ_{LEP1} de production de paires de jauginos à $\sqrt{s} = 91$ GeV supérieure à 150 pb.

Pour dériver la limite sur un couplage λ , chaque énergie dans le centre de masse est d'abord considérée séparément. Nous avons recherché un même signal dans trois canaux différents en séparant les données en trois lots indépendants suivant la multiplicité en traces de particules chargées des événements. Il est donc possible de regrouper les trois canaux en sommant leurs nombres d'événements. On peut voir dans le tableau 2.4 la somme des événements attendus et observés pour chaque énergie dans le centre de masse.

Connaissant la section efficace pour une valeur donnée de λ : $\sigma_{tot} = \sigma_0 \times \lambda^2$, où σ_0 est presque indépendant de λ , le nombre d'événements de signal attendu pour chaque jeu de paramètres est

$$N = \lambda^2 \sigma_0 \epsilon \int \mathcal{L} dt,$$

où ϵ est l'efficacité globale de la sélection. σ_0 est donnée par **SUSYGEN** ; ϵ est obtenue à l'aide du programme **SGV** déjà mentionné dans lequel on a intégré le programme **SUSYGEN** afin de simultanément générer et simuler 1000 événements pour chaque jeu de paramètres supersymétriques en suivant un balayage identique à celui de **SUSYGEN**, quoi que plus grossier. Les efficacités obtenues sont illustrées par deux exemples sur la figure 2.10. Elles sont représentées en fonction du paramètre m_0 seul, c'est pourquoi il y a deux types de courbes, afin d'illustrer de façon simple des résultats qui nécessiteraient des graphes en quatre dimensions : pour chaque valeur de m_0 , on calcule la moyenne ("average" sur les figures) des efficacités sur toutes les valeurs de M_2 et μ et on recherche la valeur minimale de l'efficacité. Ceci est fait séparément pour chaque canal, en ne considérant que

les événements entrant dans la définition du canal considéré, et *globalement* en comptant tous les événements sélectionnés par les trois analyses, quelle que soit leur classification a priori. L'efficacité *globale* est donc légèrement supérieure à la somme pondérée des efficacités séparées (ou efficacité totale). La relation entre l'efficacité globale (ou totale) et les efficacités des trois canaux dépend évidemment de la contribution relative de chacun des canaux à la section efficace totale, et dépend donc de tous les paramètres. On peut voir sur les courbes que les efficacités sont très élevées en moyenne, et qu'elles ne descendent jamais en dessous d'un minimum de 5%.

Finalement, on divise le plan $(m_{\tilde{\nu}}, \Gamma_{\tilde{\nu}})$ en cases de taille (1 GeV, 50 MeV). Chaque jeu de paramètre entre dans l'une de ces cases ; une case peut être peuplée par plusieurs jeux de paramètres différents. On calcule enfin une limite supérieure à 95 % de degré de confiance N_{sup} sur le nombre d'événements de signal attendu compatible avec les données et le bruit de fond attendu pour chaque case $(m_{\tilde{\nu}}, \Gamma_{\tilde{\nu}})$ en combinant les dix lots d'énergies dans le centre de masse considérés comme des lots indépendants. La combinaison est effectuée en utilisant la méthode bayésienne décrite dans la référence [32] ; les probabilités relatives de chaque énergie dans le centre de masse s'écrivent

$$w_i = \frac{(\sigma_0 \epsilon)_i \int \mathcal{L}_i}{\sum_{j=1}^{10} (\sigma_0 \epsilon)_j \int \mathcal{L}_j},$$

où $(\sigma_0 \epsilon)_i$ est la plus petite valeur d'un tel produit dans la case considérée et $\int \mathcal{L}_i$ est la luminosité intégrée du lot i . Le fait de minimiser le produit des section efficace et efficacité rend cette limite indépendante de M_2 et μ pour le domaine exploré ($M_2 = 5$ à 405 GeV par pas de 10 GeV, $\mu = -305$ à 305 GeV par pas de 10 GeV). La limite supérieure à 95 % de degré de confiance sur λ est alors

$$\lambda < \sqrt{\frac{N_{sup}}{\sum_{j=1}^{10} (\sigma_0 \epsilon)_j \int \mathcal{L}_j}}.$$

La procédure complète est répétée pour le second couplage.

On peut aussi, pour simplifier encore la présentation du résultat, ne donner la limite qu'en fonction de la masse, en conservant la moins bonne limite en fonction de la largeur totale.

Les résultats obtenus par exemple pour λ_{121} et $\tan \beta = 1.5$ d'une part, et pour λ_{131} et $\tan \beta = 30$. d'autre part, sont visibles sur les figures 2.11 et 2.12. Les résultats obtenus pour les deux autres combinaisons de paramètres (λ_{121} , $\tan \beta = 30$. et λ_{131} , $\tan \beta = 1.5$)

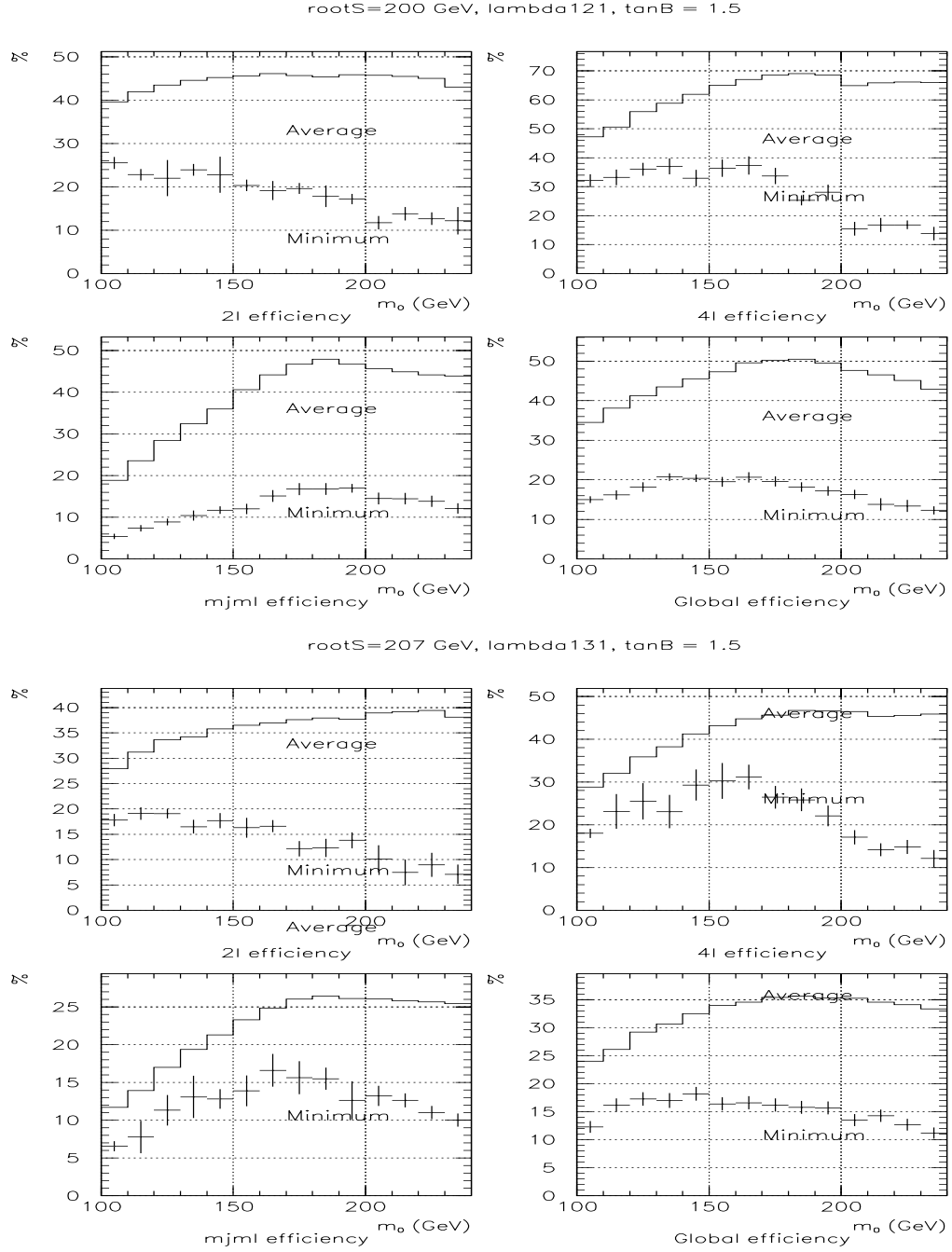


FIG. 2.10 – Efficacités pour chaque canal et globale de l'analyse λ_{121} à 200 GeV et de l'analyse λ_{131} à 207 GeV dans le cas $\tan\beta = 1.5$ ($\Gamma_{\tilde{\nu}} > 150$ MeV et $\sigma_{LEP1} < 150$ pb).

sont comparables. La meilleure limite est proche de 10^{-3} pour $m_{\tilde{\nu}} \simeq 189$ GeV, énergie à laquelle la plus grande statistique a été accumulée.

Il y a deux sources principales d'erreurs systématiques sur ces résultats. L'une est l'estimation du bruit de fond attendu du modèle standard. Les incertitudes proviennent de la statistique du Monte Carlo (au plus 5%), de la simulation de la réponse du détecteur et de l'évaluation des sections efficaces attendues. Pour cette dernière, une comparaison de différents générateurs a montré un écart d'environ 5% pour les processus à deux fermions et à quatre fermions, et jusqu'à 15% dans le cas des événements $\gamma\gamma$ qui sont cependant négligeables à la fin. L'incertitude systématique qui en résulte sur N_{sup} est de l'ordre de 4%. La seconde source est l'estimation de l'efficacité de sélection, effectuée à l'aide d'une simulation rapide et pourtant limitée statistiquement (jusqu'à 5% sur les canaux à petit rapport d'embranchement). Ici, une incertitude importante provient des efficacités de reconstruction des traces et d'identification des leptons. Les différences entre DELSIM et SGV sont au niveau de 4% pour l'efficacité globale.

Si les deux sources sont considérées comme indépendantes et combinées, l'incertitude relative sur λ^2 est de 6%, et deux fois moindre sur λ .

2.3 Conclusion.

Nous n'avons pas observé de nouvelle résonance aux énergies explorées, c'est-à-dire pour $\sqrt{s} \simeq 183$ à 208 GeV. Nous avons dérivé des limites supérieures sur les deux couplages λ_{121} et λ_{131} violant la R-parité à travers le nombre leptonique qui sont de l'ordre de quelques 10^{-3} lorsque la masse du sneutrino est très proche de l'énergie disponible dans le centre de masse, quelle que soit la valeur de $\tan\beta$ (petite ou grande) et quel que soit le couplage λ_{121} ou λ_{131} . Ces limites supérieures sont bien meilleures que celles qui sont obtenues indirectement via les mesures de précision.

Comme on peut le voir sur les courbes donnant la limite en fonction de la masse du sneutrino, il n'était pas nécessaire de se trouver exactement à la résonance pour l'observer. Les effets de radiation dans l'état initial (et dans une moindre mesure la présence de la voie t) maintiennent une section efficace élevée même pour des masses de sneutrinos inférieures de plusieurs dizaines de GeV à \sqrt{s} .

Ce processus était donc très prometteur, et il le reste pour les collisionneurs du futur, comme cela a été montré par plusieurs études considérant soit un collisionneur linéaire e^+e^- [33], soit un collisionneur $\mu^+\mu^-$ [34], soit même les collisionneurs hadroniques (Tevatron et LHC) [35].

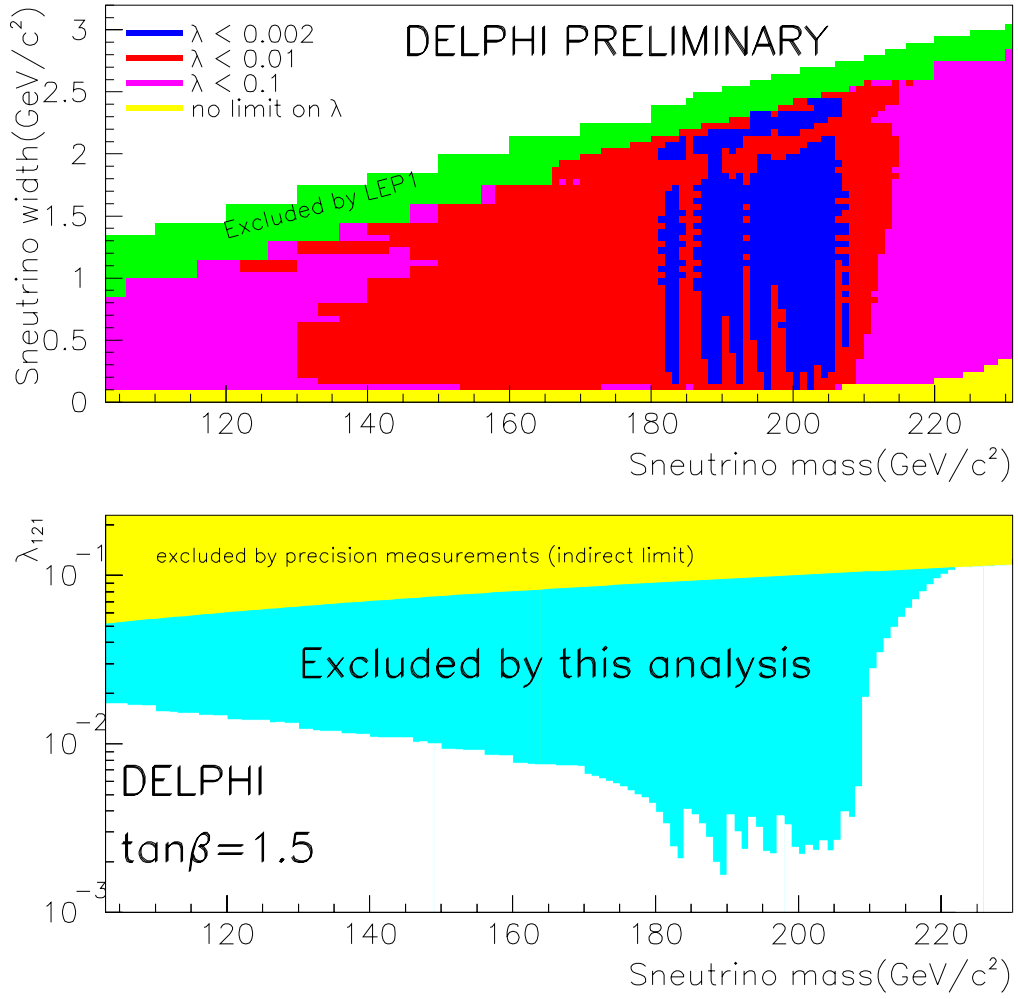


FIG. 2.11 – Limite supérieure sur λ_{121} en fonction de la masse et de la largeur totale du sneutrino (en haut) et en fonction de la masse seulement (en bas) dans le cas $\tan \beta = 1.5$.

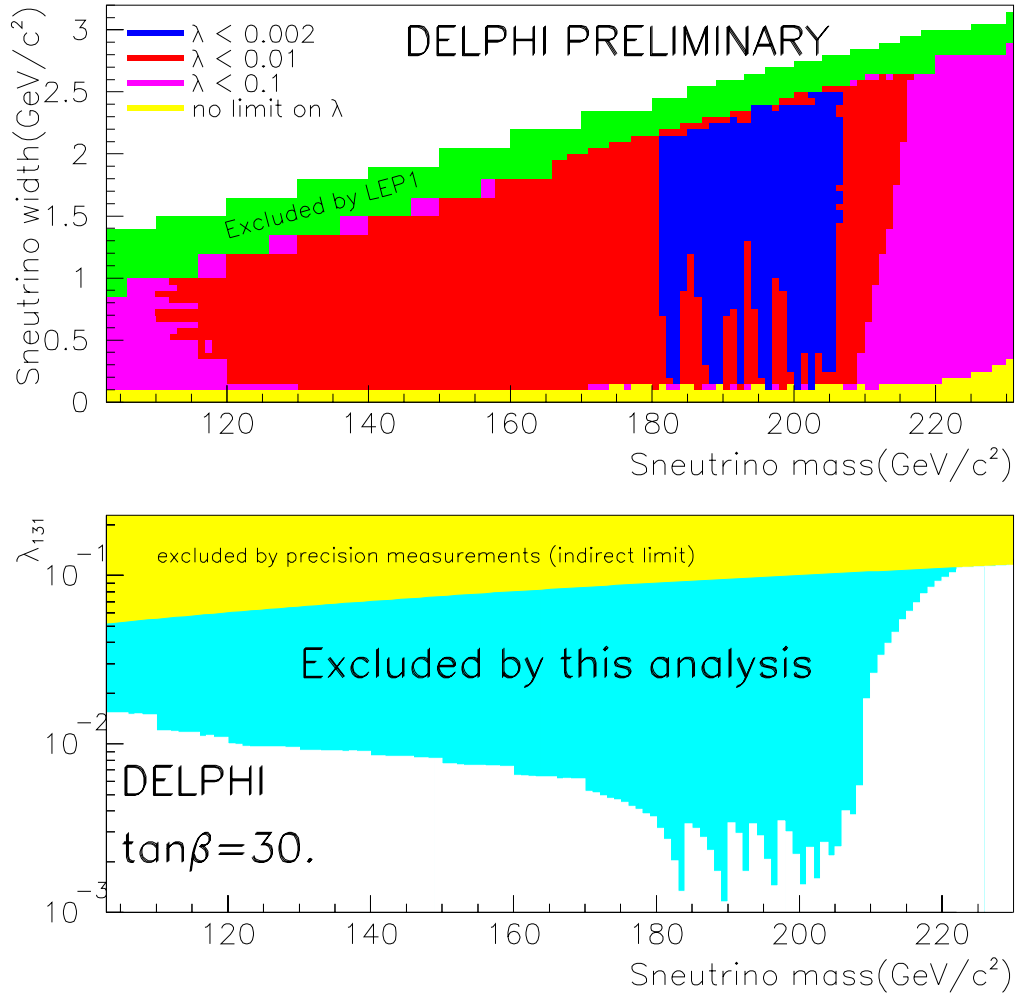


FIG. 2.12 – Limite supérieure sur λ_{131} en fonction de la masse et de la largeur totale du sneutrino (en haut) et en fonction de la masse seulement (en bas) dans le cas $\tan\beta = 30$.

Chapitre 3

Perspectives

J'ai essayé d'exploiter l'appareillage de DELPHI de son démarrage à son démantèlement, pendant presque douze ans de prise de données. Parmi les domaines de physique que j'ai étudiés, celui de la physique des quarks lourds, et plus particulièrement des B , est celui qui m'a le plus intéressée (surtout dans la mesure où la supersymétrie n'a pas été découverte au LEP !). J'envisage donc d'y revenir prochainement, dans le cadre de l'expérience ATLAS (LHC). Au LHC (Large Hadron Collider), la physique du B aura deux volets, celui de la production des B et celui de leur désintégration ; je vais m'intéresser ici uniquement au second. Cette physique se fera dans les premières années de prise de données pendant la phase "basse" luminosité ($1 \text{ à } 3 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), et donc dans un avenir pas *trop* lointain. Lors de la phase haute luminosité ($10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) qui suivra, l'empilement des événements risque de compromettre la faisabilité de cette physique. Il sera temps alors d'abandonner à nouveau les B pour retrouver la supersymétrie et, si elle a été découverte, commencer son étude intensive.

3.1 Désintégrations des hadrons B

Les états propres de masse des quarks ne correspondent pas aux états propres de l'interaction électrofaible. La matrice qui relie les deux bases a été définie en 1973 par Kobayashi et Maskawa pour six quarks. Elle généralise le cas à quatre quarks dans lequel la matrice est paramétrée par un seul angle, θ_{Cabbibo} , d'où son nom de matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, V_{CKM} .

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Expérimentalement, cette matrice est approximativement diagonale : plus on s'éloigne de la diagonale, plus les éléments sont petits, ce qui apparaît clairement dans la paramétrisation de Wolfenstein :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

où $\lambda = \sin \theta_{\text{Cabbibo}} \simeq 0.22$, et A , ρ et η sont trois autres paramètres réels indépendants.

La génération des expériences à laquelle appartenaient celles du LEP a testé en profondeur le secteur de jauge du modèle standard électrofaible. Avec la génération actuelle des expériences, c'est le secteur des fermions, et en particulier la matrice V_{CKM} , que l'on se propose de mettre à l'épreuve.

Violation de CP

Dans le modèle standard électrofaible, V_{CKM} est unitaire et ne dépend donc que de quatre paramètres indépendants, dont une phase complexe, qui dans ce cadre est la seule source de violation de CP. Cette violation est de faible amplitude, mais dans les scénarios de "nouvelle physique", il existe généralement plusieurs nouveaux couplages complexes qui peuvent conduire à de nouvelles sources de violation de CP et augmenter l'amplitude de ses manifestations.

Parmi les relations d'unitarité (données par $V^\dagger V = VV^\dagger = \mathbf{1}$) que l'on peut écrire, les relations d'orthogonalité peuvent être représentées géométriquement par des triangles dans le plan complexe, et l'une d'elles est plus intéressante que les autres à cause de la hiérarchie entre les éléments (le triangle correspondant n'est pas trop aplati) :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

Pour tester la cohérence du modèle standard, il s'agit donc de faire le plus possible de mesures redondantes des côtés et des angles de ce triangle, appelé "le triangle d'unitarité", et représenté sur la figure 3.1.

Une revue de l'état actuel de cette vérification a été effectuée par F. Parodi et al. en 2001 [36] ; ils ont utilisé les principales contraintes expérimentales disponibles à cette date, c'est-à-dire la mesure de $|\varepsilon_K|$ (le paramètre de la violation de CP dans le système des K^0), les mesures de $|V_{ub}/V_{cb}|$ et de Δm_d et la limite sur Δm_s (où $\Delta m_q = m_{B_{qH}^0} - m_{B_{qL}^0}$ est le paramètre d'oscillation des mésons B_q^0). Leurs conclusions sont que pour l'instant, les mesures provenant du secteur des B et de celui des K sont compatibles, et qu'une mesure

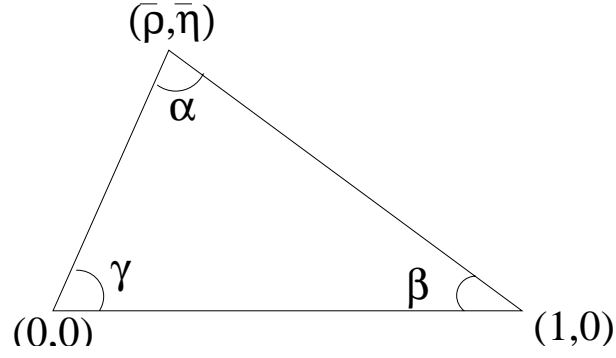


FIG. 3.1 – *Le triangle d'unitarité (avec les re-définitions $\bar{\rho} = (1 - \lambda^2/2)\rho$ et $\bar{\eta} = (1 - \lambda^2/2)\eta$).*

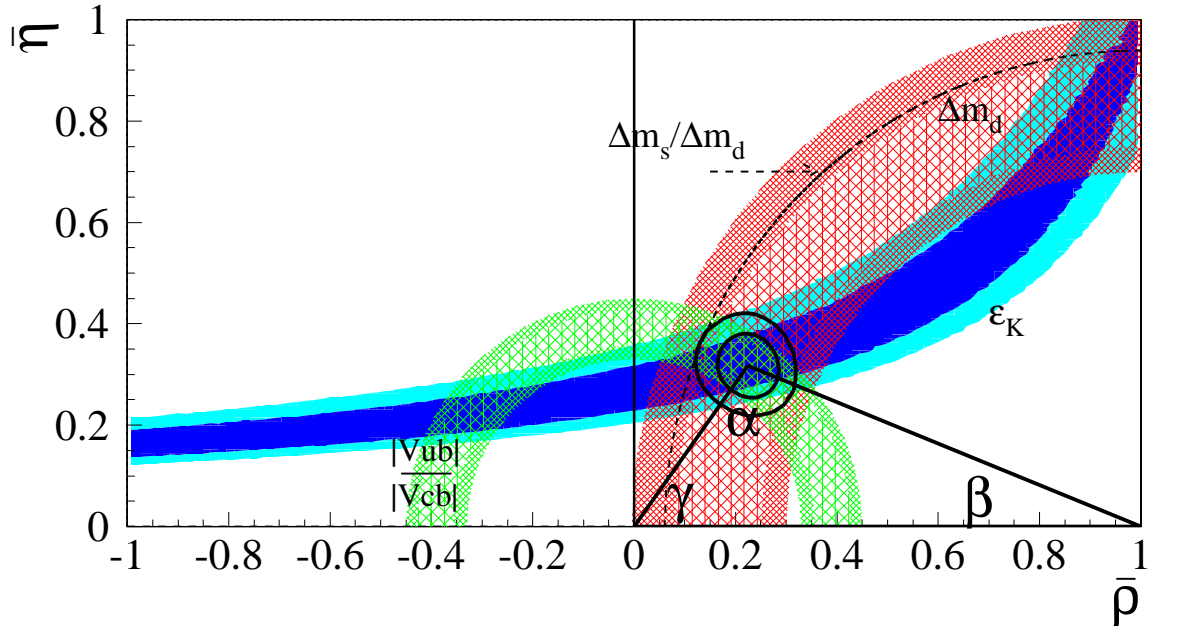


FIG. 3.2 – *Régions autorisées dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Figure extraite de la référence [36]. Pour une figure incluant aussi les contraintes provenant des premières mesures de $\sin 2\beta$, voir <http://www.ichep02.nl/Transparencies/PL-Mon/pl-mon-2.5-Stocchi.pdf>.*

de Δm_s supérieure à 25 ps^{-1} serait une preuve de l'existence de "nouvelle physique". On peut voir une illustration graphique de ces résultats sur la figure 3.2.

Les détecteurs BaBar et Belle des "usines à B " PEP-II et KEKB et les détecteurs CDF et D0, qui enregistrent maintenant les données "run II" du TeVatron apporteront certainement une moisson de mesures intéressantes dans ce domaine. De plus, les deux types d'expériences sont complémentaires : l'environnement très propre des expériences e^+e^- est concurrencé par le taux de production énorme dans les expériences hadroniques et par la possibilité de produire tous les hadrons B et pas seulement les B_d^0 et B^\pm .

BaBar devrait mesurer $\sin 2\beta$ avec une précision de 0.08 pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} (i.e. environ un an de prise de données à la luminosité nominale) en étudiant le mode "en or" $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ [37]. Les collaborations BaBar et Belle ont déjà publié chacune une première mesure de $\sin 2\beta$ [38], compatible avec les contraintes précédentes, qui met en évidence pour la première fois directement l'existence de la violation de CP dans le système des B :

$$\sin 2\beta = \begin{cases} 0.59 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}) & (\text{BaBar}) \\ 0.58^{+0.32}_{-0.34}(\text{stat})^{+0.09}_{-0.10}(\text{syst}) & (\text{Belle}) \end{cases}$$

Pour l'étude de l'angle α , et de la violation de CP dite directe, ce sont les modes $B_d^0 \rightarrow \pi\pi, \rho\pi, a_1\pi$ et $\rho\rho$ qui sont utiles. Ce sujet extrêmement complexe fait l'objet d'un chapitre de 120 pages dans le "livre de physique de BaBar" [37]. Avec la statistique qui sera disponible dans cette expérience, les physiciens pensent pouvoir mesurer les deux asymétries CP (a_{\sin} et a_{\cos}) rentrant en jeu dans le canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ avec une précision de 0.26 et 0.29 respectivement. Les premiers résultats, extrêmement préliminaires, qui ont été montrés aux conférences de l'été 2002 semblent indiquer un désaccord entre BaBar et Belle, avec $a_{\sin} \simeq a_{\cos}$ proche de 0 pour la première et proche de 1 pour la seconde, avec environ 50 fb^{-1} de données analysées par chacune et une précision de l'ordre de 0.3 à 0.4 sur chaque asymétrie.

L'estimation de CDF et D0 sur la sensibilité à $\sin 2\beta$ est de 0.04–0.05 [39] pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} (i.e. environ un an d'après les prévisions d'avant démarrage, en réalité environ 4 ans [40]). Ces deux collaborations pensent aussi utiliser les désintégrations $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, en conjugaison avec $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$, pour mesurer non pas α mais l'angle γ à mieux que 10° .

Par ailleurs, CDF et D0 prétendent pouvoir mesurer Δm_s jusqu'à au moins 20 ps^{-1} avec la même quantité de données.

L'état des lieux à la fin de cette génération d'expériences est impossible à prévoir et dépend évidemment de la découverte ou non d'incohérences entre les différents résultats. Les expériences de la génération suivante, ATLAS, CMS et LHCb au LHC et BTeV au TeVatron, auront la capacité d'effectuer les mêmes mesures de violation de CP et d'oscillation des B_s^0 que les précédentes, avec une sensibilité encore améliorée. Par exemple, la sensibilité à $\sin 2\beta$ est prévue à 0.015–0.02 après une année de prise de données au LHC (10 fb^{-1}) [41]. La précision sur les deux asymétries CP rentrant en jeu dans le canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est attendue à $\delta(a_{sin}) = 0.07(\text{LHCb})$ à $0.21(\text{ATLAS})$ et $\delta(a_{cos}) = 0.09(\text{LHCb})$ à $0.16(\text{ATLAS})$.

Autres domaines

Une autre façon de rechercher indirectement de la “nouvelle physique” est de rechercher les modes de désintégration rares des mésons B . Ce sont des transitions qui ne se produisent que via des diagrammes en boucle dans le modèle standard. L'observation de tels modes avec un rapport d'embranchement plus important que prévu serait une preuve d'effets indirects de “nouvelle physique”.

Un exemple privilégié du point de vue expérimental est la désintégration $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, qui pourrait indiquer par exemple l'existence d'un Higgs neutre (supersymétrique) changeant la saveur [42]. Les rapports d'embranchement attendus dans le MS sont respectivement de l'ordre 10^{-10} pour B_d^0 et quelques 10^{-9} pour B_s^0 [41]. Les limites expérimentales actuelles proviennent du TeVatron et sont de l'ordre de 10^{-6} [43]. Les expériences du TeVatron espèrent avoir détecté une poignée d'événements au taux du modèle standard à la fin du “run IIa”¹ ou même seulement avec BTeV [39]. ATLAS et CMS ne pensent pas faire mieux après 3 ans de prises de données à basse luminosité. À haute luminosité, une année devrait être suffisante pour observer $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, mais seule CMS aura un rapport signal sur bruit clairement supérieur à 1. Finalement, LHCb attend des performances intermédiaires entre ATLAS et CMS à haute luminosité après seulement un an à la luminosité nominale locale de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [41].

Citons aussi le canal $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ déjà mentionné dans le chapitre d'introduction. Parmi tous les canaux de désintégration rares, c'est celui dont l'étude détaillée est possible seulement au LHC et qui a potentiellement un fort impact à la fois sur la physique du modèle standard et au delà [41].

1. Le “run IIa” correspond à la période de prise de données actuelle, après une augmentation de l'énergie des faisceaux par rapport au “run I”, et avant une augmentation de la luminosité délivrée par le TeVatron pour le “run IIb”.

Dans un domaine différent, l'étude intensive du méson B_c découvert en 1998 par CDF permettra d'étudier une question clef de l'analyse théorique des désintégrations faibles des hadrons, à savoir l'interaction compliquée des forces faible et forte, puisque dans ce cas l'état fondamental est stable par interaction forte, contrairement aux états liés de deux quarks lourds déjà connus que sont les charmonium et bottomium.

3.2 Supersymétrie au LHC

Nous avons vu en introduisant la supersymétrie au chapitre précédent que l'une des plus fortes motivations pour cette théorie au delà du modèle standard est qu'elle permet de résoudre le problème de hiérarchie. Cependant, il faut remarquer que cette solution n'est efficace que si l'échelle de masse des particules supersymétriques est de l'ordre du TeV (ou moins). Si la supersymétrie existe telle que nous l'imaginons aujourd'hui, elle doit donc obligatoirement se manifester dans un collisionneur comme le LHC qui fonctionnera à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV.

La recherche de supersymétrie a fait l'objet d'un chapitre d'une centaine de pages dans le rapport de projet technique (TDR) d'ATLAS [44]. Trois classes de modèles ont été envisagées : mSUGRA, GMSB² et les modèles violant la conservation de la R-parité³. Cette étude a montré que la découverte de SUSY dans ATLAS devrait être relativement "simple", la majeure partie du bruit de fond attendu ne provenant pas des processus standard mais de SUSY elle-même ! Il sera possible aussi de tester le principe de conservation de la R-parité (et l'idée que la supersymétrie peut apporter des éléments de réponse à la question de la matière noire de l'univers). Le but ultime, la détermination du mécanisme de brisure de la supersymétrie à l'œuvre dans la nature, passe par la mesure des masses, des sections efficaces de production et des modes de désintégration des sparticules, et sera plus difficile à atteindre. En outre, les résultats de ce rapport sont basés sur un nombre réduit de paramètres des différents modèles et de leurs valeurs ; la réalité pourrait se révéler plus compliquée. De nouveaux scénarios test, prenant en compte les résultats définitifs des expériences LEP, ont déjà été proposés [45] ; la marge d'amélioration des techniques d'analyse est donc importante.

2. Un autre type de brisure de la supersymétrie dans lequel le secteur caché communique avec le MSSM via les interactions de jauge habituelles.

3. Modèles basés sur une brisure de type mSUGRA, comme au chapitre précédent.

3.3 Conclusion

Tout en restant centré sur l'exploration des frontières de l'actuelle théorie des interactions fondamentales, c'est un programme riche et varié qui m'attend pour les quinze prochaines années au moins !

Chapitre 4

Annexe : VFT

Le VFT (Very Forward Tracker) [46] de DELPHI est un détecteur à silicium qui était installé très près du faisceau, de part et d'autre du détecteur de vertex (VD), afin d'augmenter la couverture angulaire de ce dernier. Il améliorait la reconstruction des traces dans les régions avant et arrière, c'est-à-dire à $11^\circ < \theta < 25^\circ$ et $155^\circ < \theta < 169^\circ$, θ étant l'angle par rapport à l'axe du faisceau.

Le VFT est composé de deux sous-ensembles qui étaient disposés symétriquement par rapport au point d'interaction. La figure 4.1 présente le schéma de l'un des côtés. Deux couches de détecteurs (à gauche sur la figure) sont constituées de 96 modules à bandes de silicium (*mini-strips*) de $100\ \mu\text{m}$ de large ($200\ \mu\text{m}$ de pas de lecture), tandis que les deux autres couches sont faites de 152 détecteurs à “pixels” (carrés de silicium) de $330 \times 330\ \mu\text{m}^2$ de surface. En réalité, les modules individuels sont arrangés en demi “couronnes” (une couronne complète forme une couche), qui elles-mêmes sont assemblées avec les éléments du VD en deux demi “coquilles” destinées à être montées de part et d'autre du tube à vide contenant le faisceau.

La taille de chaque module individuel est de l'ordre de $25\ \text{cm}^2$. Les bandes de silicium sont aujourd'hui une technologie bien maîtrisée, donnant une bonne résolution intrinsèque; en revanche, les pixels sont d'une réalisation plus délicate mais permettent une mesure de la position en deux dimensions sans ambiguïté.

La totalité des détecteurs à *mini-strips* ainsi que la première couche de détecteurs à pixels ont été installés dans DELPHI au printemps 1996; la deuxième couche de pixels est venue compléter l'ensemble un an plus tard, pour la prise de données de 1997.

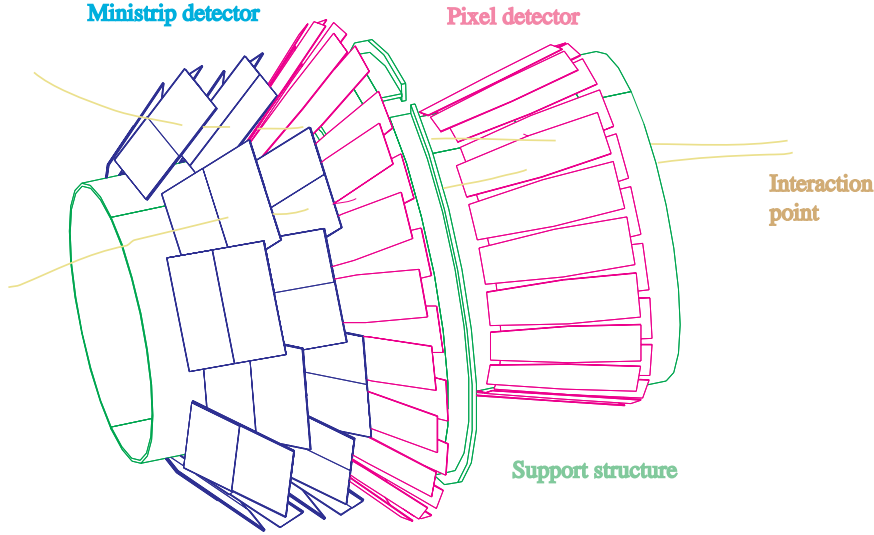


FIG. 4.1 – Schéma d'un demi VFT.

Les responsabilités que j'ai prises dans ce projet concernaient presque exclusivement le software, c'est-à-dire le programme de reconstruction des données, et surtout la conception et la maintenance des bases de données nécessaires à la reconstruction des événements dans le VFT. Il s'agit d'informations concernant d'une part la géométrie, nous allons y revenir plus en détail par la suite, et d'autre part la calibration.

Les données de calibration sont volumineuses et changent avec une fréquence importante. Il s'agit tout d'abord de garder en mémoire l'état (connecté ou non) de chaque module, et même de chaque puce électronique, et la valeur du courant appliqué pour ajuster le seuil de réponse. Il s'agit ensuite de tenir compte des pixels morts, et de l'efficacité moyenne des *mini-strips*; et enfin, de gérer les pixels dits "chauds", c'est-à-dire bruyants à un niveau supérieur à 1% et qui, contrairement aux pixels morts, peuvent varier au cours du temps. L'ensemble des données de calibration des pixels et leur format dans la base de données DELPHI est décrit dans une note interne [47].

4.1 Importance du *survey*.

Le rôle du VFT étant de mesurer des impacts de traces le plus précisément possible, il est évidemment crucial de bien connaître la position de chaque module de pixels et de *mini-strips*, parties sensibles du détecteur. Il faut donc effectuer un relevé micrométrique de l'ensemble du détecteur avant de l'insérer dans DELPHI. C'est ce que l'on appelle le *survey*. Il s'agit ensuite de construire la base de données géométriques décrivant

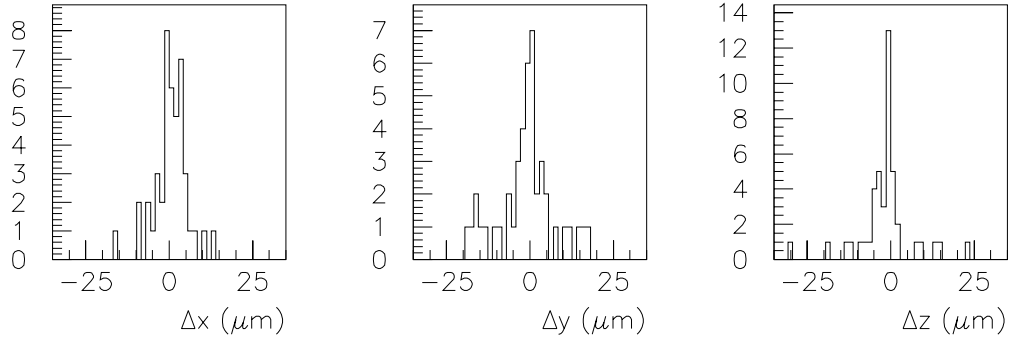


FIG. 4.2 – Mesures des modules individuels de *mini-strips*: nombre d'événements en fonction de l'écart en x , y et z entre les données optiques et mécaniques.

le détecteur avant son insertion. Ces données consistent en fait en une série de transformations spatiales, permettant de localiser précisément chaque module du détecteur dans le repère de DELPHI¹. Le résultat est finalement traduit dans le format spécifique [48] de la base de données de DELPHI. Lorsque l'expérience démarre, ces données sont utilisées pour reconstruire les premières traces, et affiner la connaissance de la position des différents modules du détecteur in situ ; c'est que l'on appelle l'alignement.

4.2 Données.

Sur chaque module mesuré, des repères sont pris de façon à pouvoir reconstituer complètement le détecteur après montage, en mesurant la position relative de tous les repères. Dans le cas des pixels, on a utilisé des puces électroniques existantes ; dans le cas des *mini-strips*, on a collé dans ce but deux petites sphères sur chaque module de détecteur. Par ailleurs, trois sphères ont été collées à l'intérieur du support de chacune des huit demi couronnes de pixels et des huit demi couronnes de *mini-strips*.

Les modules de *mini-strips* ont été mesurés en trois dimensions optiquement et mécaniquement au CERN avec la machine servant à mesurer la partie centrale du détecteur de vertex. Sur la figure 4.2, on peut voir une comparaison des deux types de mesure qui donne une idée de la précision obtenue sur les modules individuels. Les écarts-types des distributions en x , y et z sont de 5 à 8 μm . Les erreurs systématiques sont évitées à l'aide d'un bloc de calibration et d'une sphère de rubis de 5 mm de diamètre sur lesquels la sonde revient régulièrement en cours de mesure.

1. Axe z parallèle au faisceau, axe x vertical et axe y dirigé vers le centre de l'anneau du LEP.

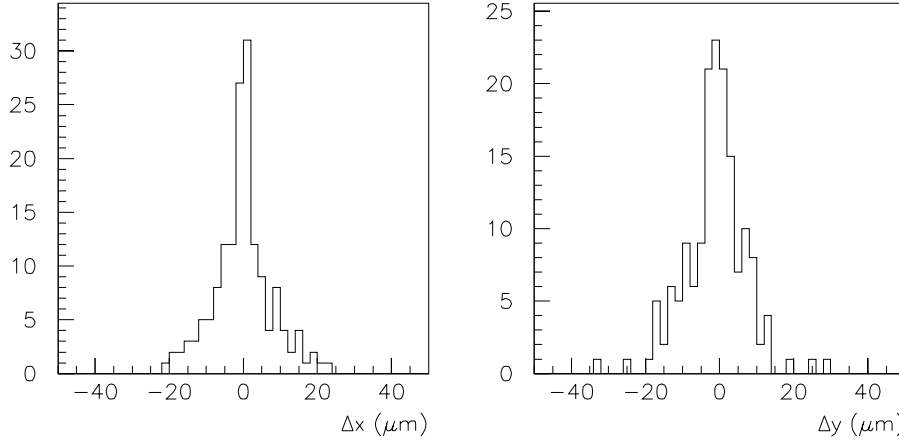


FIG. 4.3 – *Mesure des couronnes de pixels : nombre d'événements en fonction de l'écart en x et en y entre les positions mesurées et extrapolées à partir de la mesure des modules individuels.*

Les modules de pixels ont été mesurés à deux dimensions (optiquement) à Wuppertal, puis après montage en trois dimensions au CPPM² avec une machine équivalente à celle du CERN. La dispersion de la distribution de la différence entre deux longueurs (la distance nominale entre deux puces de référence et la même distance mesurée optiquement) est de $2.5 \mu\text{m}$.

Les mesures ayant une certaine redondance, on utilise une partie des points mesurés pour calculer les transformations d'un repère à l'autre (par exemple du repère du module à celui de la demi couronne), et on évalue la qualité du recouvrement à l'aide de points de mesure non encore utilisés. On peut voir sur la figure 4.3 les distributions des écarts obtenus en x et en y . Les dispersions sont respectivement de 6 et $8 \mu\text{m}$. Une fois les demi couronnes assemblées en demi coquille, toutes les sphères des supports sont re-mesurées.

4.3 Outils d'analyse.

Il s'agit de définir un certain nombre de transformations rigides dans l'espace euclidien à trois dimensions. Toute transformation peut se ramener à une rotation (ce qui est suffisant dans le cas de vecteurs) suivie d'une translation (dans le cas de points). Nous avons utilisé deux types d'outils.

Tout d'abord, des routines personnelles utilisant les angles d'Euler classiques pour calculer et appliquer les rotations. Nous avons aussi utilisé les utilitaires procurés avec

2. Centre de Physique des Particules de Marseille.

CARGO [49], le programme de gestion de la base de données de DELPHI. Certaines routines de CARGO permettent d'effectuer des transformations en donnant uniquement trois points dans chacun des deux repères, initial et final.

Le second type d'outils était utilisé après le premier ; après avoir effectué les transformations évidentes pour faire coïncider les différents repères des différentes mesures, il reste parfois des erreurs systématiques dont il est possible de se débarrasser en partie en effectuant une transformation donnant le meilleur recouvrement entre deux jeux de points peu différents. Comme ni les modules, ni les demi couronnes, ni les demi coquilles ne sont parfaitement rigides, il peut s'agir aussi de légères déformations ayant pu apparaître à chaque étape du montage. Nous avons utilisé un petit programme de minimisation de χ^2 basé sur une linéarisation des transformations supposées petites. Prenons par exemple une matrice de rotation utilisant les angles d'Euler α , β et γ de type II ; dans l'approximation d'une rotation infinitésimale, elle se réduit à une transformation linéaire. On ajoute trois paramètres de translation t_x , t_y , t_z aux trois paramètres α , β , γ de la rotation et on cherche les valeurs de ces six paramètres p_j donnant la transformation permettant le meilleur recouvrement entre deux ensembles de n points peu différents. On construit la variable de type χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left[\left(\frac{x''_i - x'_i}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y''_i - y'_i}{\sigma_y} \right)^2 + \left(\frac{z''_i - z'_i}{\sigma_z} \right)^2 \right]$$

où (x''_i, y''_i, z''_i) sont les coordonnées du premier jeu de points –de coordonnées initiales (x_i, y_i, z_i) – après la transformation recherchée, et (x'_i, y'_i, z'_i) celles du second jeu de points. Comme nous cherchons à nous débarrasser d'éventuelles erreurs systématiques inconnues, les erreurs σ_x , σ_y , σ_z sur chacune des trois coordonnées sont prises identiques et constantes, égales à 0.1 mm. Il faut résoudre le système linéaire $\partial\chi^2/\partial p_j = 0$; l'inversion de la matrice est faite numériquement, à l'aide de routines de la bibliothèque du CERN par exemple. Pour obtenir un recouvrement encore meilleur, on peut appliquer la transformation ainsi obtenue à l'un des deux jeux de points et réitérer la procédure une fois.

4.4 Illustration des résultats.

Tous les calculs de transformation sont effectués en double précision. La précision finale obtenue sur la position de chacun des 152 modules de pixels et des 96 modules de *mini-strips* est difficile à évaluer. Cependant, l'intérêt du *survey* est bien illustré à l'aide de deux types de comparaisons.

D'une part, on peut comparer les positions reconstruites d'après le *survey* et les positions "idéales" (ou "théoriques") qu'auraient les modules si le support était un cylindre

parfait, si les couronnes formaient un cône parfait, etc... C'est ce qu'on peut voir par exemple dans le cas des pixels sur la figure 4.4 qui montre les écarts en x , y et z en fonction du numéro de module. La numérotation est telle que les neuf ou dix modules d'une même demi couronne sont consécutifs ; par souci de légèreté, on a sélectionné les modules (numéros 77 à 152) d'un demi VFT au sens de la figure 4.1. Sur la figure 4.4, on devine plus qu'on ne distingue les huit demi couronnes ; on voit cependant apparaître le fait qu'il existe deux couches ayant un z différent. La différence entre la position "idéale" et la position réelle telle qu'elle est mesurée peut aller jusqu'à deux ou trois millimètres.

Sur la figure 4.4 d'autre part, on a comparé les positions mesurées lors du *survey* avec les positions retrouvées plus tard par l'alignement in situ. L'appartenance d'un ensemble de modules à une même demi couronne est cette fois parfaitement clair. Bien que la procédure d'alignement utilisée [50] autorise les mouvements des modules les uns par rapport aux autres, on voit que le point de départ de l'ajustement, le *survey*, est très proche du résultat final puisque la figure 4.4 montre des transformations qui concernent l'ensemble du (demi) détecteur globalement. Même si les déplacements peuvent atteindre 4 mm (particulièrement en z), ils reflètent principalement l'imprécision du positionnement global de l'ensemble VD + VFT à l'intérieur de DELPHI. L'intérêt a priori d'un *survey* préalable est ici évident a posteriori. Il permet d'effectuer l'alignement avec un nombre beaucoup plus restreint de traces réelles, et donc d'avoir une réponse beaucoup plus rapide et aussi meilleure puisqu'on peut se permettre de n'utiliser que des traces d'une certaine qualité.

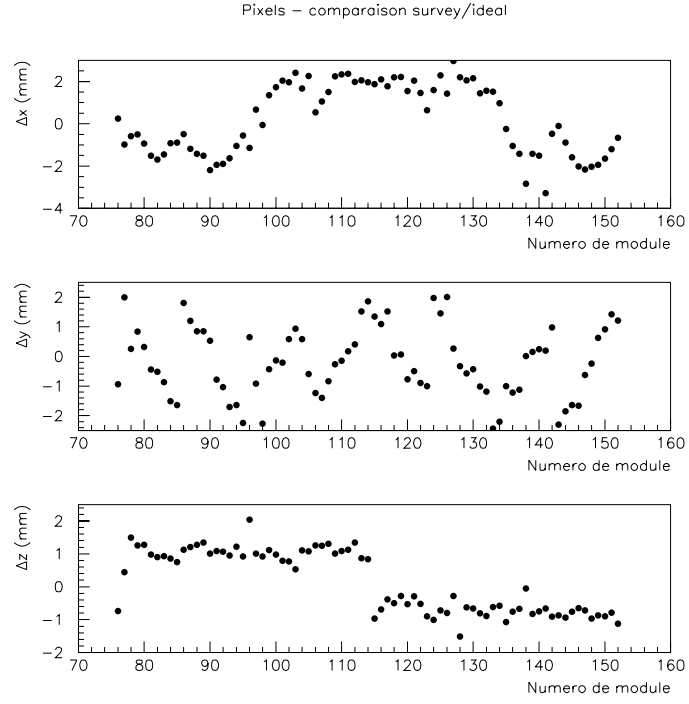


FIG. 4.4 – Écarts entre les positions “idéales” et les positions données par le survey.

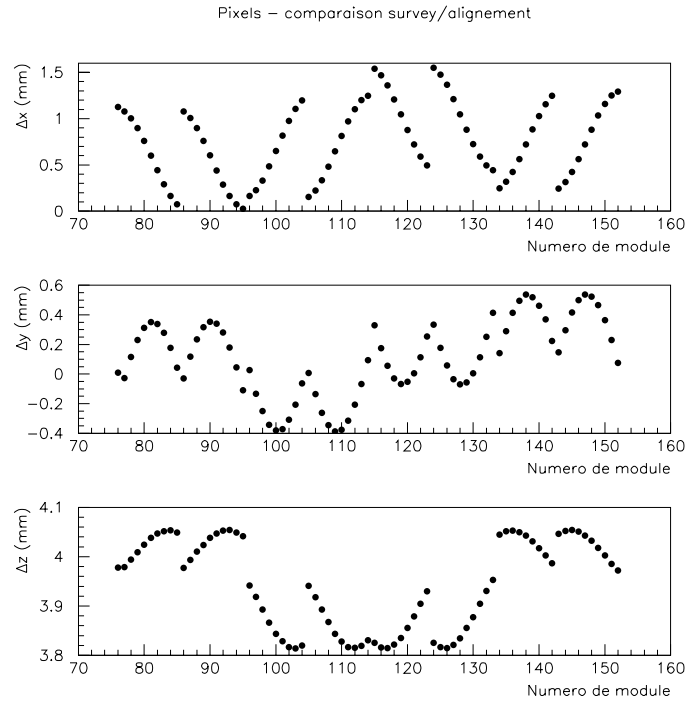


FIG. 4.5 – Écarts entre les positions données par le survey et par l’alignement in situ.

Glossaire

ALEPH : Apparatus for LEP PHysics, l'un des quatre détecteurs sur le LEP

ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS, l'un des quatre détecteurs sur le LHC

BaBar : le nom du détecteur de PEP-II

Belle : le nom du détecteur de KEKB

BTeV : le nom d'un futur détecteur sur le TeVatron

CDF : Collider Detector at Fermilab, l'un des deux détecteurs actuels sur le TeVatron

CERN : Centre Européen pour la Recherche Nucléaire à l'origine, aujourd'hui le laboratoire européen pour la physique des particules, à Genève (Suisse)

CESR : Cornell Electron-positron Storage Ring, le collisionneur de l'université de Cornell (New-York)

CLEO : le nom du détecteur de CESR

CMS : Compact Muon Solenoid, l'un des quatre détecteurs sur le LHC

DELPHI : DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification, un des quatre détecteurs sur le LEP

DESY : Deutsches Elektronen-SYNchrotron à Hambourg (Allemagne)

DORIS : DOppel RIng Speicher, l'anneau d'accumulation de DESY

D0 : le nom de l'un des deux détecteurs actuels sur le TeVatron

FEMC : Forward ElectroMagnetic Calorimeter, l'un des sous-détecteurs de DELPHI

FNAL : Fermi National Accelerator Laboratory à Batavia (Illinois)

HPC : High density Projection Chamber, l'un des sous-détecteurs de DELPHI

KEK : Koo Energy Ken, l'organisation pour la recherche sur accélérateurs de haute énergie à Tsukuba (Japon)

KEKB : l'usine à B de KEK

LEP : Large Electron Positron collider, jusqu'en 2000 le plus grand accélérateur du CERN

LHC : Large Hadron Collider, le futur grand accélérateur du CERN

LHCb : le nom de l'un des quatre détecteurs sur le LHC

L3 : le nom de l'un des quatre détecteurs sur le LEP

OPAL : Omni Purpose Apparatus for LEP, l'un des quatre détecteurs sur le LEP

PEP-II : Positron Electron Project, l'usine à B du SLAC

SLC : Stanford Linear Collider, le collisionneur du SLAC

SLAC : Stanford Linear Accelerator Center à Stanford (Californie)

TeVatron : le nom du collisionneur $p\bar{p}$ du FNAL

TPC : Time Projection Chamber, l'un des sous-détecteurs de DELPHI

VD : Vertex Detector, l'un des sous-détecteurs de DELPHI

VFT : Very Forward Tracker, l'un des sous-détecteurs de DELPHI

Bibliographie

- [1] *Physics at LEP*, édité par J. Ellis et R. Peccei, CERN 86-02, février 1986.
- [2] The LEP Collaborations, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, CERN-EP/2001-098, décembre 2001.
- [3] Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, le groupe de travail LEP pour la recherche du boson de Higgs, note LHWG/2002-01, 19 juillet 2002.
- [4] F. Dupont, thèse de doctorat, *Mesure des durées de vie des hadrons beaux neutres et chargés avec le canal $B \rightarrow J/\psi X$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$* , ISN 94-55, mai 94 ; P. Abreu, Phys. Lett. **B 341** (1994) 109.
- [5] R. Carazo-Salas, *Beauty and Charm in the Physical world*, rapport pour un “490 Research Project” pour le Science College of Concordia University, Montréal, Canada, juin 1994.
- [6] P. Abreu et al. (DELPHI coll.), Phys. Lett. **B398** (1997) 207.
- [7] F. Abe et al. (CDF coll.), Phys. Rev. **D58** (1998) 112004.
- [8] W. Roberts et F. Ledroit, Phys. Rev. **D53** (1996) 3643.
- [9] T. Affolder et al. (CDF coll.), Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3378 ;
S. Anderson et al. (CLEO coll.), Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 181803 ;
BaBar coll., soumis à EPS-HEP01, 12-18 juillet 2001, Budapest, Hongrie (hep-ex/0107026) ;
T. Iijima (Belle coll.), Proceedings of the 4th International Workshop on B Physics and CP Violation (BCP4), 19-23 février 2001, Ise-Shima, Japon (hep-ex/0105005).
- [10] J.L. Lopez, Rept. Prog. Phys. **59** (1996) 819.
- [11] Y.A. Gol’fand et E.P. Likhtman, JETP Lett. **13** (1971) 323 ;
D.V. Volkov et V.P. Akulov, Phys. Lett. **B46** (1973) 109 ;
J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974) 39 ; Phys. Lett. **B49** (1974) 52.

- [12] S.P. Martin, “A supersymmetry primer”, in *Perspectives on Supersymmetry*, éd. par G.L. Kane (World Scientific, Singapour 1998).
- [13] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1.
- [14] P. Fayet, Phys. Lett. **B69** (1977) 489;
G. Farrar et P. Fayet, Phys. Lett. **B76** (1978) 575.
- [15] F. Ledroit et G. Sajot, note GDR SUSY numéro GDR-S-008, avril 1998.
- [16] H. Dreiner, “An introduction to explicit R-parity violation”, in *Perspectives on Supersymmetry*, éd. par G.L. Kane (World Scientific, Singapour 1998).
- [17] S. Dimopoulos et L.J. Hall, Phys. Lett. **B207** (1987) 210.
- [18] V. Barger, G.F. Giudice et T. Han, Phys. Rev. **D40** (1989) 2987.
- [19] S. Katsanevas et P. Morawitz, Comp. Phys. Comm. **112** (1998) 227.
- [20] R. López-Fernández, thèse de doctorat, *Search for single gaugino production in the hypothesis of R-parity violation with the DELPHI detector at LEP2*, ISN 01-06, février 2001.
- [21] P. Abreu et al. (DELPHI coll.), Nucl. Inst. and Meth. **A378** (1996) 57;
P. Aarnio et al. (DELPHI coll.) Nucl. Inst. and Meth. **A303** (1991) 233.
- [22] *DELSIM, DELPHI event generation and detector simulation - Reference manual*, DELPHI Note 89-68 PROG 143, sept. 1989.
- [23] M. Berggren, <http://home.cern.ch/berggren/sgv.html>.
- [24] F.A. Berends, P.H. Daverveldt et R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **40** (1986) 271.
- [25] E. Accomando et A. Ballestrero, Comp. Phys. Comm. **99** (1997) 270.
- [26] S. Jadach, B.F.L. Ward et Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. **130** (2000) 260.
- [27] S. Jadach, W. Placzek et B.F.L. Ward, Phys. Lett. **B390** (1997) 298.
- [28] S. Jadach et Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.
- [29] H.U. Bengtsson et T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347.
- [30] S. Catani et al., Phys. Lett. **B269** (1991) 432;
N. Brown et W.J. Stirling, Z. Phys. **C53** (1992) 629.

- [31] D.E. Groom et al., Eur. Phys. J. **C15** (2000) 195.
- [32] V.F. Obraztsov, Nucl. Inst. and Meth. **A316** (1992) 388 et erratum **A399** (1997) 500.
- [33] M. Besançon et G. Moreau, *Proceedings of 4th International Workshop on Linear Colliders* (LCWS 99), Sitges, Espagne, 28 avril-5 mai 1999 ;
S. Lola, *Proceedings of the 3rd Workshop of the 2nd Joint ECFA / DESY Study on Physics and Detectors for a Linear Electron Positron Collider*, Frascati, Italie, 8-10 Novembre 1998.
- [34] J.L. Feng, J.F. Gunion et T. Han, Phys. Rev. **D58** (1998) 071701 ;
D. Choudhury et S. Raychaudhuri, CERN-TH/98-222.
- [35] J.L. Hewett et T.G. Rizzo, *Proceedings of the XXIX International Conference on High Energy Physics*, Vancouver, Canada, 23-29 juillet 1998.
- [36] F. Parodi, P. Roudeau et A. Stocchi, Nuovo Cim. **112A** (1999) 3 ;
M. Ciuchini et al., JHEP 0107:013,2001.
- [37] “BaBar physics book”, SLAC-R-504.
- [38] B. Aubert et al. (BABAR coll.), Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091801 ;
A. Abashian et al. (BELLE coll.), Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2509.
- [39] “B Physics at the TeVatron Run II and Beyond”, FERMILAB-Pub-01/197.
- [40] G. Sajot, communication privée.
- [41] “Proceedings of the workshop on Standard Model physics (and more) at the LHC”, CERN-TH/2000-101, Ed. by G. Altarelli et M.L. Mangano.
- [42] K.S. Babu et C. Kolda, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 228.
- [43] F. Abe et al. (CDF coll.), Phys. Rev. **D57** (1998) R3811.
- [44] “ATLAS TDR”, ATLAS coll., CERN/LHCC/99-15.
- [45] M. Battaglia et al., Eur. Phys. J. **C22** (2001) 535.
- [46] P. Chochula et al., Nucl. Inst. and Meth. **A412** (1998) 304.
- [47] L. Roos, F. Ledroit et S. Kersten, “The VFT pixel calibration database”, note DELPHI 97–161 MVX 22 (octobre 1997).
- [48] *DELPHI Detector Description Application Package: User Manual*, Y.Belokopytov et al., DELPHI Note 90-37 PROG 154.

- [49] *CARGO Database Management Package*, Y.Belokopytov et V.Perevozchicov, DELPHI Note 93-5 PROG 195.
- [50] V. Vrba, communication privée.